



Forschungszentrum Karlsruhe
in der Helmholtz-Gemeinschaft

Wissenschaftliche Berichte
FZKA 7493

Lokaler und nichtlokaler Transport in Normalleiter-Supraleiter- Heterostrukturen

J. Brauer

Institut für Nanotechnologie

September 2009

Forschungszentrum Karlsruhe

in der Helmholtz-Gemeinschaft

Wissenschaftliche Berichte

FZKA 7493

Lokaler und nichtlokaler Transport in
Normalleiter-Supraleiter-Heterostrukturen

Jakob Brauer

Institut für Nanotechnologie

Von der Fakultät für Fakultät für Physik der
Universität Karlsruhe (TH)
genehmigte Dissertation

Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe
2009

Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

Forschungszentrum Karlsruhe GmbH
Postfach 3640, 76021 Karlsruhe

Mitglied der Hermann von Helmholtz-Gemeinschaft
Deutscher Forschungszentren (HGF)

ISSN 0947-8620

urn:nbn:de:0005-074930

Lokaler und nichtlokaler Transport in Normalleiter-Supraleiter-Heterostrukturen

Zur Erlangung des akademischen Grades eines
DOKTORS DER NATURWISSENSCHAFTEN

von der Fakultät für Physik der
Universität (TH) Karlsruhe

genehmigte

DISSERTATION

von

Dipl.-Phys. Jakob Brauer
aus Berjosowskij

Tag der mündlichen Prüfung: 26.06.2009
Referent: Prof. Dr. Hilbert von Löhneysen
Korreferent: Prof. Dr. Alexey Ustinov

Abstract

Local and nonlocal transport in superconductor-normal metal-heterostructures

In this work the local and nonlocal conductance of mesoscopic normal-metal/superconductor hybrid structures fabricated by e-beam lithography and shadow evaporation has been measured. The sample geometry consisted of a superconducting aluminum bar with two normal-metal wires forming tunnel contacts to the aluminum at distances of the order of the superconducting coherence length. Subgap anomalies in both local and nonlocal conductance that quickly decayed with magnetic field and temperature were observed. For the nonlocal conductance both positive and negative signs were found as a function of energy, hinting at a competition of crossed Andreev reflection and elastic cotunneling. Furthermore, the nonlocal conductance showed a strong dependence on an additional bias voltage applied to the detector contact. The measured data suggests that the signals are caused by quantum mechanical interference rather than Coulomb interaction.

Kurzzusammenfassung

In dieser Arbeit wurden Messungen des lokalen und nichtlokalen elektrischen Transports an mesoskopischen Normalleiter-Supraleiter-Heterostrukturen durchgeführt. Die Strukturen wurden mittels Elektronenstrahlolithographie und Schattenbedampfung hergestellt. Die Probengeometrie bestand aus einem langen supraleitenden Aluminiumstreifen, an den über Tunnelkontakte zwei normalleitende Kupferelektroden angekoppelt waren, deren Abstand in der Größenordnung der supraleitenden Kohärenzlänge lag. Sowohl im lokalen als auch im nichtlokalen Leitwert wurden ausgeprägte Strukturen bei Energien unterhalb der supraleitenden Energielücke beobachtet, die rasch mit dem angelegten magnetischen Feld und der Temperatur verschwanden. Der nichtlokale Leitwert als Funktion der Energie zeigte Bereiche mit positivem und negativem Vorzeichen, was auf eine Konkurrenz zwischen elastischem Kottunneln und nichtlokaler Andreev-Reflexion hindeutet. Weiterhin zeigte der nichtlokale Leitwert eine starke Abhängigkeit von einer zusätzlich am Detektorkontakt angelegten Spannung. Die Messdaten deuten darauf hin, dass quantenmechanische Interferenzeffekte und nicht Coulomb-Wechselwirkung für die gefundenen Signale verantwortlich sind.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Grundlagen	3
2.1	Supraleitung	3
2.2	Tunneln	4
2.3	Charge Imbalance	5
2.4	Andreev-Reflexion	7
2.5	Lokale Interferenz: Reflectionless Tunneling	8
2.6	Nichtlokale Prozesse	10
2.7	Dynamische Coulombblockade	13
3	Experimentelles	15
3.1	Probenherstellung	15
3.2	Kryotechnik	20
3.3	Messmethoden	20
3.3.1	Grundlegendes Messprinzip	20
3.3.2	Gleichstrom: Widerstandsmessung	21
3.3.3	Wechselspannung: Differentieller Leitwert	24
4	Ergebnisse	29
4.1	Gleichstrom: Widerstand	29
4.1.1	Lokal	29
4.1.2	Nichtlokal	39
4.2	Wechselspannung: Differentieller Leitwert	49
4.2.1	Lokal	49
4.2.2	Nichtlokal	59
5	Zusammenfassung	83

Kapitel 1

Einleitung

Supraleitung hat seit ihrer Entdeckung 1911 nichts von ihrer Faszination eingebüßt. Mit neuen theoretischen und experimentellen Methoden wurden immer auch neue Fragen aufgeworfen. Dank der heute zur Verfügung stehenden Möglichkeiten der Nanotechnologie wird die Untersuchung von Prozessen, die nur an Strukturen mit Dimensionen auf der Skala der supraleitenden Kohärenzlänge beobachtbar sind, experimentell möglich. Ein solcher Prozess, der in den letzten Jahren viel theoretische Aufmerksamkeit erfahren hat, ist die nichtlokale Andreev-Reflexion (crossed andreev reflection, kurz CAR) [1–12].

Dieser Prozess ist vor allem aus zwei Gesichtspunkten interessant. Der erste Aspekt betrifft eine mögliche Anwendung in der Quanteninformationsverarbeitung. Dafür werden Teilchen in einem verschränkten Zustand benötigt. In der Optik wurden bei der Erzeugung und Manipulation verschränkter Photonenpaare bereits beachtenswerte Erfolge erzielt [13]. Im Bereich der Festkörperphysik sind auf diesem Gebiet dagegen noch kaum Fortschritte zu verzeichnen, da eine geeignete Quelle für verschränkte Elektronen benötigt wird. CAR bietet im Prinzip die Möglichkeit, quantenmechanisch verschränkte Elektronenpaare in einem Festkörper zu erzeugen [14–18]. Damit könnte CAR zumindest theoretisch die Grundlage für eine Quanteninformationsverarbeitung auf Festkörperbasis schaffen. Ein Vorteil läge unter anderem in der Möglichkeit, die vorhandenen Technologien und Anlagen der Festkörperelektronik auch weiterhin nutzen zu können. Allerdings existiert mit dem elastischen Kottunneln (elastic cotunneling, EC) ein zur nichtlokalen Andreev-Reflexion konkurrierender Prozess. Unter diesem Aspekt kommt der Frage nach der Messbarkeit von CAR und EC und den Einflussgrößen, die gegebenenfalls die Stärke dieser Effekte bestimmen, große Relevanz zu.

Der zweite mögliche Einsatzbereich von CAR besteht in der Untersuchung von unkonventionellen Supraleitern. Für die Triplet-Supraleitung erwartet man aufgrund der Zusammensetzung eines Cooper-Paares aus zwei Elek-

tronen mit gleichem Spin bei Elektroden mit Spinpolarisation ein anderes Verhalten von CAR als bei den normalen Singulett-Supraleitern. In diesem Kontext ist es ebenfalls wünschenswert, zunächst ein besseres Verständnis der fundamentalen Prozesse und ihrer Abhängigkeiten von Probenparametern zu erlangen.

Für Strukturen mit spinpolarisierten Kontakten wurde der Nachweis der Messbarkeit von CAR bereits erbracht. Dazu wurden Ferromagnet-Supraleiter-Heterostrukturen betrachtet, in denen die ferromagnetischen Abgriffe als Punktkontakte an den Supraleiter angekoppelt waren [19, 20]. Ein Vorteil dieser Herangehensweise ist die mögliche Verstärkung von CAR gegenüber EC durch eine antiparallele Magnetisierung der Kontakte. Im Hinblick auf eine Anwendung als Quelle für verschränkte Elektronen ist dies jedoch problematisch, da die Spinpolarisation zu einer erhöhten Rate für die Reduktion der Wellenfunktion und dem damit einhergehenden Verlust der Verschränkung führt. Unter diesen Umständen erscheint es daher vorteilhaft, Normalleiter-Supraleiter-Heterostrukturen mit Tunnelbarrieren, die den Proximity-Effekt [21] verhindern, zu betrachten. Ohne Spinpolarisation wird aber für solche schwach gekoppelte Normalleiter an einem BCS-Supraleiter kein nichtlokales Signal erwartet, da EC und CAR sich gegenseitig aufheben sollten [3, 5]. Entgegen dieser Vorhersagen wurden aber nichtlokale Signale an solchen Strukturen gemessen [22, 23]. Dies lässt die Frage der Ursache für die beobachteten endlichen nichtlokalen Signale aufkommen. Für höhere Transparenzen der Kontakte zeigen experimentelle Arbeiten die aus der Theorie erwartete Dominanz von EC [24, 25]. In der vorliegenden Arbeit werden daher detaillierte experimentelle Untersuchungen zum nichtlokalen Transport an Normalleiter-Supraleiter-Hybridstrukturen mit Tunnelbarrieren geringer Transmissionswahrscheinlichkeit vorgestellt und diskutiert.

Kapitel 2

Grundlagen

2.1 Supraleitung

Der supraleitende Zustand ist vor allem durch zwei Eigenschaften charakterisiert: erstens die namensgebende Eigenschaft, dass der spezifische Widerstand ρ für Stromdichten unterhalb eines Wertes j_C unmessbar klein wird. Zweitens zeigt der supraleitende Zustand einen perfekten Diamagnetismus - für Typ I-Supraleiter unterhalb eines kritischen Feldes H_C - so dass, bis auf einen kleinen Randbereich, kein magnetischer Fluss in das Innere eines Supraleiters eindringen kann (Meissner-Effekt). Oberhalb des kritischen Feldes H_C bricht die Supraleitung zusammen und das Material geht in den normalleitenden Zustand über. Der Übergang zum supraleitenden Zustand erfolgt bei einer materialspezifischen Temperatur T_C und ist bei $B = 0$ ein Phasenübergang zweiter Ordnung.

Die mikroskopische Theorie für die Supraleitung wurde 1957 von Bardeen, Cooper und Schrieffer (BCS-Theorie) entwickelt [26], nachdem Cooper gezeigt hatte, dass eine (beliebig) schwache attraktive Wechselwirkung zwischen den Elektronen an der Fermikante eines Metalls zu gebundenen Zuständen geringerer Energie führt [27]. Die gebundenen Zustände heissen Cooper-Paare und bestehen für konventionelle (Singulett-) Supraleiter aus zwei Elektronen mit entgegengesetzten Wellenzahlen und Spins: \vec{k}, \uparrow und $-\vec{k}, \downarrow$.

Durch die Kondensation der Elektronen in Cooper-Paare ändert sich die Zustandsdichte der Einzelelektronen und es entsteht ein Bereich der Breite 2Δ um die Fermienergie E_F herum, in dem die Einteilchenzustandsdichte verschwindet. Dieser Bereich wird als Energielücke bezeichnet. Oberhalb der Energielücke existieren als Quasiteilchen bezeichnete Anregungen mit gemischtem elektronen- und lochartigen Charakter. Das Energieschema im Supraleiter ergibt sich aus der Energie der Einteilchenzustände ϵ_k im norma-

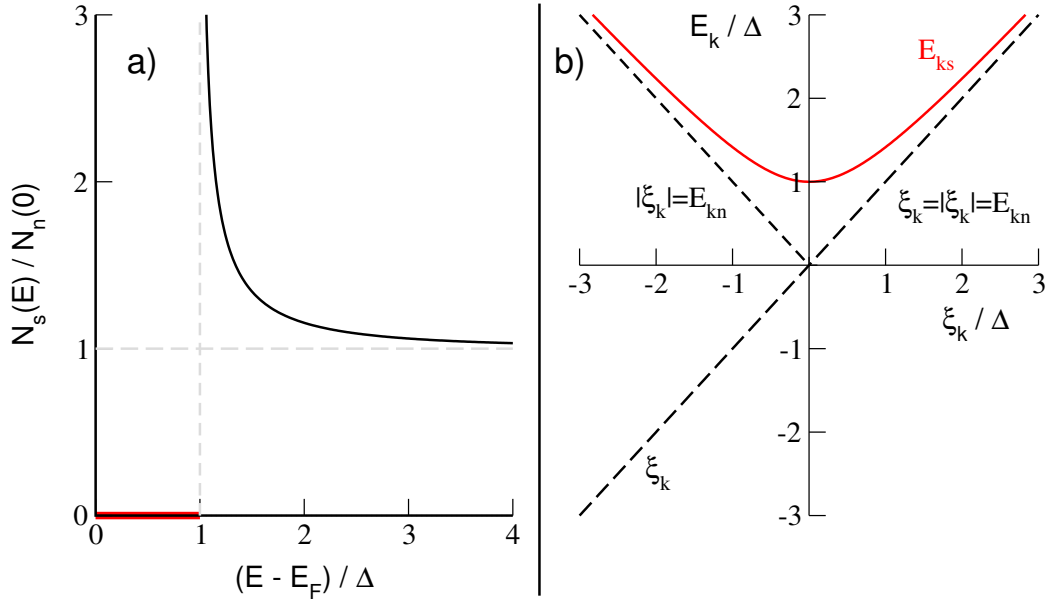


Abbildung 2.1: a) Einteilchenzustandsdichte des Supraleiters in der BCS-Theorie. N_n ist die Zustandsdichte im normalleitenden Zustand. b) Energien der elementaren Anregungen als Funktion von ξ_k . Die schwarz gestrichelten Kurven geben die Anregungsenergien im normalen Zustand wieder, in rot sind die Quasiteilchenanregungen im supraleitenden Zustand eingezeichnet. Nach [28].

len Zustand, wobei $\xi_k = \epsilon_k - E_F$ deren Energie gemessen von der Fermienergie E_F angibt, gemäß

$$E_{ks} = \sqrt{\xi_k^2 + \Delta^2}. \quad (2.1)$$

Die resultierende Einteilchenzustandsdichte ist in Abbildung 2.1a) dargestellt. Sie divergiert bei $E - E_F = \Delta$, ist exakt null für $E - E_F < \Delta$ und konvergiert für höhere Energien gegen die normalleitende Zustandsdichte N_n . Das Energieschema der elementaren Anregungen als Funktion von ξ_k ist in Abbildung 2.1b) gezeigt. Die schwarz gestrichelten Kurven geben die Energien $E_{kn} = |\xi_k|$ für den normalen Zustand wieder. Die Energie E_{ks} der Quasiteilchenanregungen im supraleitenden Zustand ist in rot dargestellt.

2.2 Tunneln

Der Tunneleffekt ist ein rein quantenmechanisches Phänomen ohne klassische Entsprechung. Teilchen können dabei Bereiche durchqueren, die für sie

energetisch verboten sind, weil dort die potentielle Energie V größer als die Gesamtenergie E des Teilchens ist. Dabei nimmt die Amplitude der Teilchenwellenfunktion in der Barriere jedoch exponentiell ab, so dass sich eine endliche Transmissionswahrscheinlichkeit nur für nicht zu hohe und ausge dehnte Barrieren ergibt.

Ein typischer Tunnelkontakt in der Festkörperphysik wird durch eine dünne Isolatorschicht zwischen zwei Metallen realisiert. Die Transmissionswahrscheinlichkeit $|t|^2$ eines Elektrons vom einen ins andere Metall hängt dann maßgeblich von der Dicke und Materialparametern (wie der Lage des Leitungsbands) der Isolatorschicht ab. Legt man zwischen die beiden Metalle eine Spannung U an, so erwartet man aufgrund des Tunneleffekts einen Strom

$$I = A \int_{-\infty}^{+\infty} |t|^2 N_1(E) N_2(E + eU) [f(E) - f(E + eU)] dE \quad (2.2)$$

Dabei bezeichnen N_1 und N_2 die Zustandsdichten der beiden Metalle und $f(E) = (e^{E/k_B T} + 1)^{-1}$ ist die Fermifunktion. Für den Fall, dass Metall 2 supraleitend ist, erhält man für den differentiellen Leitwert

$$G_{ns} = dI_{ns}/dV = G_{nn} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{N_{2s}(E)}{N_{2n}(0)} \left[-\frac{\partial f(E + eU)}{\partial(eU)} \right] dE. \quad (2.3)$$

G_{nn} ist der differentielle Leitwert der Anordnung, wenn beide Metalle normalleitend sind, während es sich bei N_{2n} um die Zustandsdichte des Metalls 2 im normalen und bei N_{2s} um die Zustandsdichte im supraleitenden Zustand handelt. Im Limes tiefer Temperaturen vereinfacht sich dies aufgrund der Eigenschaften der Fermifunktion weiter zu [28]

$$G_{ns} |_{T=0} = G_{nn} \frac{N_{2s}(eU)}{N_{2n}(0)}. \quad (2.4)$$

Damit ist der differentielle Leitwert bei tiefen Temperaturen direkt proportional zur Zustandsdichte, was von Giaever [29] erstmals experimentell gezeigt wurde.

2.3 Charge Imbalance

Da Quasiteilchen durch eine Mischung aus Elektron- und Lochwellenfunktion gegeben sind, ändert sich deren effektive Ladung q_k mit ihrer Energie, wobei $q_k = \frac{\xi_k}{E_k}$ gilt. Dies bedeutet, dass Quasiteilchen für Anregungsenergien

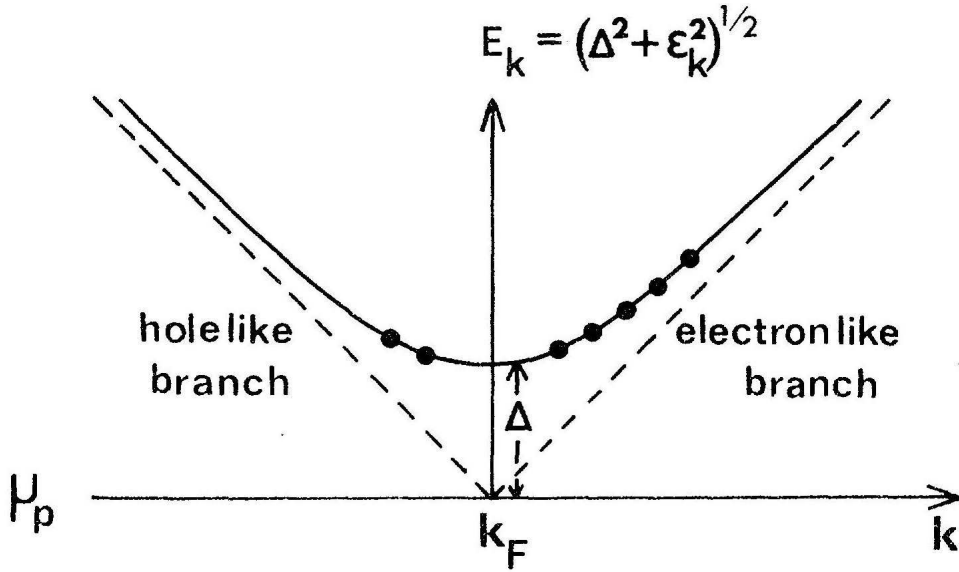


Abbildung 2.2: Nichtgleichgewichtszustand der zu Charge Imbalance führt. Aus [30]

oberhalb der Fermienergie ($\xi_k > 0$) elektronartig sind ($q_k \approx 1$), während sie für Energien unterhalb der Fermienergie Lochcharakter haben $q_k \approx -1$. Der Übergang von $q_k \approx 1$ zu $q_k \approx -1$ erfolgt kontinuierlich über einen Bereich $\sim 2\Delta > \xi_k > -2\Delta$. Falls durch Nichtgleichgewichtseffekte (wie z.B. die Injektion von Elektronen) die Besetzung der Anregungen abweichend vom thermischen Gleichgewicht asymmetrisch erfolgt, ergibt sich eine Nettoladungsdichte Q^* der Quasiteilchen, die man als Charge Imbalance bezeichnet. Eine solche Situation in der mehr elektron- als lochartige Anregungen vorhanden sind, ist in Abbildung 2.2 dargestellt.

Charge Imbalance führt zu einer Abweichung des chemischen Potentials μ_q der Quasiteilchen vom Gleichgewichtswert, bei dem es mit dem chemischen Potential der Cooper-Paare μ_p übereinstimmt. Daraus resultiert eine endliche Spannung

$$U = \frac{Q^*}{2eN(0)g_{NS}} \quad (2.5)$$

zwischen einem normalleitenden und einem supraleitenden Abgriff am selben Ort [30]. Der Abbau des Nichtgleichgewichts erfolgt mit einer charakteristischen Zeitkonstanten τ_{Q^*} , der Charge Imbalance Relaxationszeit (auch als branch mixing time bezeichnet), innerhalb derer die Populationen der elektron- und lochartigen Anregungen ins Gleichgewicht gebracht werden. Dieser Zeit entspricht eine Längenskala Λ_{Q^*} auf der der Relaxationsprozess

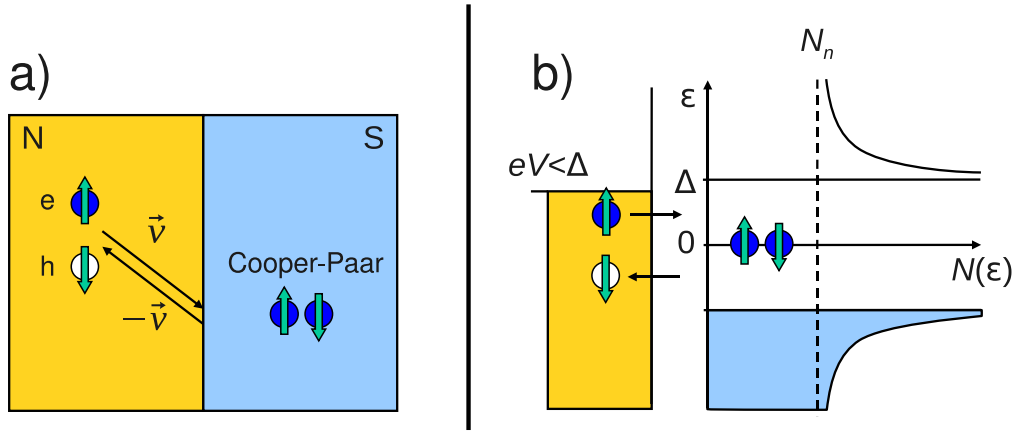


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung der Andreev-Reflexion. a) Räumliche Darstellung: Ein Elektron (e) wird an der Grenzfläche als Loch (h) retroreflektiert, dabei wird ein Cooper-Paar im Supraleiter erzeugt. b) Energiedarstellung: Elektron- und Lochenergie liegen symmetrisch um die Fermienergie.

stattfindet. Λ_{Q^*} ist deutlich größer als die Kohärenzlänge ξ und divergiert ebenfalls für $T \rightarrow T_c$ [30, 31].

2.4 Andreev-Reflexion

Nach den Aussagen des letzten Abschnitts erwartet man für den differentiellen Leitwert eines Normalleiter-Isolator-Supraleiter-Kontakts (NIS-Kontakt) für Teilchenenergien kleiner als die Energielücke den Wert Null. Da die Einteilchenzustandsdichte verschwindet, ist ein Transfer von Einzelelektronen vom Normalleiter in den Supraleiter nicht möglich. Von Andreev wurde jedoch ein Prozess vorgeschlagen [32], der einen Teilchentransfer mit Energien $|E - E_F| < \Delta$ ermöglicht und nach ihm als Andreev-Reflexion bezeichnet wird. Abbildung 2.3 zeigt diesen Prozess schematisch. Ein auf eine Normalleiter/Supraleiter (N/S)-Grenzfläche einfallendes Elektron mit Gruppengeschwindigkeit \vec{v} wird an dieser als Loch mit entsprechender Gruppengeschwindigkeit $-\vec{v}$ reflektiert, d.h. alle Komponenten werden invertiert, im Gegensatz zu einer normalen Reflexion, weshalb dies als Retroreflexion bezeichnet wird. Die Reflexion eines Lochs bei diesem Vorgang bedeutet, dass zwei Elektronenladungen e vom Normalleiter in den Supraleiter transferiert werden und dabei ein Cooper-Paar entsteht. Da es sich um einen elastischen Prozess handelt, liegen die Energien von Elektron und Loch symmetrisch um

die Fermienergie und somit gilt für geringe Anregungsenergien die Bedingung $\vec{k}_h = \vec{k}_e$.

Da Andreev-Reflexion das kohärente Tunneln zweier Teilchen voraussetzt, ist die Wahrscheinlichkeit für diesen Prozess proportional der vierten Potenz des Transmissionskoeffizienten t . Dem gegenüber steht die quadratische Abhängigkeit von t für Einteilchenprozesse. Daher erwartet man für Tunnelkontakte, die naturgemäß durch kleines t charakterisiert sind, nur einen sehr geringen Beitrag der Andreev-Reflexion zum Leitwert, wohingegen bei metallischem Kontakt ($t \approx 1$) Andreev-Reflexion der dominierende Prozess ist und zu einer Verdopplung des Leitwertes gegenüber dem normalleitenden Wert führt.

Von Blonder, Tinkham und Klapwijk (BTK) [33] wurde eine allgemeine Theorie für Normalleiter-Supraleiter-Kontakte entwickelt, die beide Grenzfälle und den intermediären Bereich umfaßt. Die Barrierenstärke wird in diesem Modell durch den dimensionslosen Parameter Z beschrieben. Der Zusammenhang zwischen Z und der Transmissionswahrscheinlichkeit T im normalleitenden Zustand wird mit

$$T = \frac{1}{1 + Z^2} \quad (2.6)$$

angegeben.

2.5 Lokale Interferenz: Reflectionless Tunneling

Reflectionless Tunneling ist ein Effekt, der in Supraleiter-Normalleiter-Heterostrukturen zu einer erhöhten Leitfähigkeit bei Nullvorspannung führt. Er basiert auf der konstruktiven Interferenz von Elektronen und den aus ihnen durch Andreev-Reflexion hervorgegangenen Löchern. Dies wurde erstmals von van Wees [34] theoretisch beschrieben. Die grundlegende Idee soll anhand von Abbildung 2.4 erläutert werden.

Aus einem Reservoir werden Elektronen in einen diffusiven Normalleiter emittiert. Die Störstellen, die zu elastischer Streuung führen, sind durch Sternchen angedeutet. Inelastische Prozesse werden ausgeschlossen, so dass phasenkohärente Ausbreitung von Elektronen und Löchern gewährleistet ist. Eingezeichnet ist der Pfad eines Elektrons, das nach mehrmaliger elastischer Streuung die Normalleiter-Supraleiter-Grenzfläche erreicht. Hier kann es entweder normal als Elektron reflektiert werden und Pfad 2 folgen oder nach Andreev-Reflexion als Loch auf Pfad 1 zum Reservoir zurückkehren. Die Rückkehr auf dem selben Pfad ist eine Folge der Eigenschaft von Elektron und des aus ihm durch Andreev-Reflexion entstandenen Lochs, zueinander

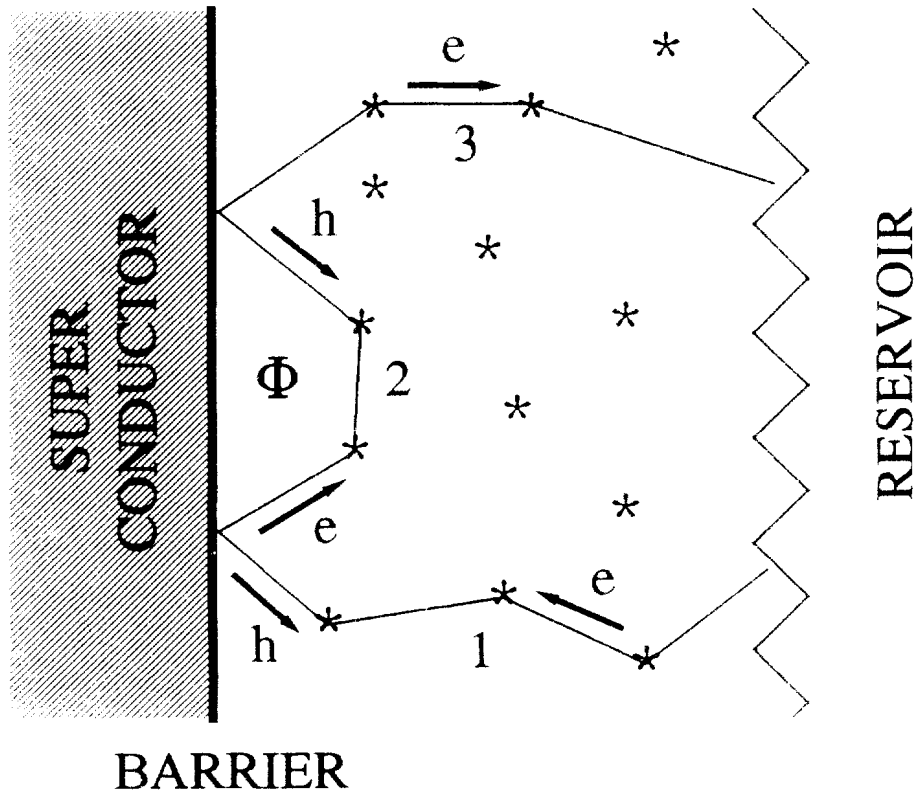


Abbildung 2.4: Schematische Darstellung der Prozesse bei Reflectionless Tunneling. Aus [34].

zeitumgekehrte Teilchen zu sein. Dies gilt für Energien nahe der Fermienergie und ohne magnetisches Feld.

Im für geringe Transparenz der Grenzfläche wahrscheinlicheren Fall der normalen Reflexion kann das Elektron entlang Pfad 2 durch erneute Streuung wieder die Grenzfläche erreichen. Wird es hier Andreev-reflektiert, so durchläuft das entstandene Loch Pfad 2 in umgekehrter Richtung. Aufgrund der Phasenkonjugation zwischen Elektron und Loch wird dabei für Teilchen an der Fermienergie ($E = E_F$) und ohne magnetisches Feld keine Phasendifferenz aufgesammelt, d.h. $\Delta\phi = 0$. Die konstruktive Interferenz zwischen den Lochwellen auf Pfad 1 und Pfad 2 führt zu einer erhöhten Wahrscheinlichkeit für Andreev-Reflexion. Daraus resultiert eine erhöhte Leitfähigkeit, die mit zunehmender Zahl von solchen durchlaufenen Schleifen zunimmt. Für Energien E , die von der Fermienergie abweichen, oder falls ein magnetisches Feld B vorhanden ist, ergibt sich eine endliche Phasendifferenz $\Delta\phi = \frac{2EL}{\hbar v_F} + 4\pi \frac{BA}{\phi_0}$ zwischen Elektron- und Lochpartialwelle. L ist die Länge der Schleife, A

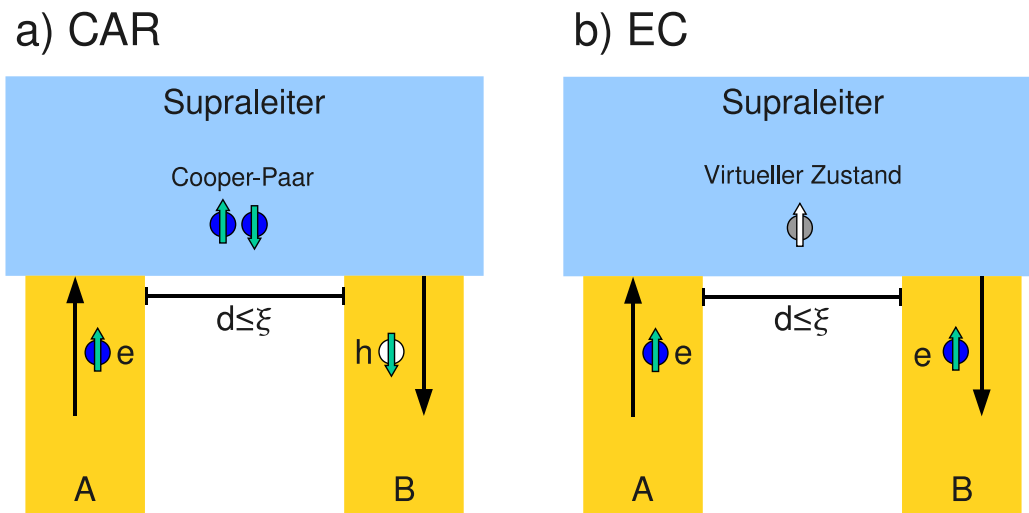


Abbildung 2.5: Schematische Darstellung der nichtlokalen Prozesse im Ortsraum. a) Nichtlokale Andreev-Reflexion: ein Elektron aus Kontakt A wird unter Bildung eines Cooper-Paars als Loch in Kontakt B reflektiert. b) Elastisches Kottunneln: ein Elektron aus Kontakt A erreicht Kontakt B durch kohärentes Tunneln über einen virtuellen Zwischenzustand im Supraleiter.

ist die von ihr und dem Supraleiter eingeschlossene Fläche, $\phi_0 = e/h$ das Flussquant. Mit wachsender Phasendifferenz sinkt die Wahrscheinlichkeit für Andreev-Reflexion, so dass der Leitwert abnimmt. Reflectionless Tunneling nimmt also mit wachsender Spannung oder angelegtem magnetischem Feld ab.

Es existieren Theorien für den beschriebenen diffusiven Fall, die verschiedene Geometrien berücksichtigen [34–38], als auch eine Theorie für den ballistischen Fall bei dünnen Normalleiterschichten [39], in dem statt der Streuung an Störstellen die Streuung an der Grenzfläche des Normalleiters erfolgt. Auch in diesem Fall existiert Reflectionless Tunneling nur in einem gewissen Energieintervall, aber zusätzlich zu dem Maximum der Leitwerterhöhung bei null Energie treten Nebenmaxima bei höheren Energien auf.

2.6 Nichtlokale Prozesse

Andreev-Reflexion stellt sich bei genauerer Betrachtung komplizierter dar als bisher beschrieben. Die Reflexion des Elektrons als Loch findet dabei nicht direkt an der Grenzfläche zwischen Normalleiter und Supraleiter statt, sondern kann sich in einem Bereich, dessen Ausdehnung durch die supralei-

tende Kohärenzlänge ξ gegeben ist, vollziehen, da ein einfallendes Elektron als evaneszente Welle mit der charakteristischen Länge ξ in den Supraleiter eindringt [28, 33]. Diese Eigenschaft bildet die Grundlage für die sogenannte nichtlokale Andreev-Reflexion (crossed Andreev reflection, kurz CAR): ist innerhalb des Bereichs, in dem das Elektron als evaneszente Welle mit einer noch merklichen Wahrscheinlichkeitsamplitude propagiert, eine weitere Grenzfläche zu einem Normalleiter vorhanden, so kann die Andreev-Reflexion des Lochs in diesen erfolgen [1, 2].

Dies ist in Abbildung 2.5a) in der Ortsdarstellung schematisch gezeigt. Ein Elektron (e) aus dem Normalleiter A dringt in den Supraleiter ein und wird als Loch (h) in den zweiten Normalleiter B reflektiert, während im Supraleiter ein Cooper-Paar entsteht. Die Längenskala ist die Kohärenzlänge ξ , da die Wahrscheinlichkeitsamplitude der evaneszenten Welle mit dem Abstand d wie $e^{-d/\xi}$ abnimmt, d.h. nur für Abstände der Größenordnung von ξ wird ein merklicher Effekt erwartet. Neben der nichtlokalen Andreev-Reflexion existiert ein weiterer nichtlokaler Prozess, das in Abbildung 2.5b) dargestellte elastische Kotunneln. Bei gleichen Anfangsbedingungen, d.h. einem einfallenden Elektron (e) in Kontakt A, führt das elastische Kotunneln zu einem Transfer dieses Elektrons in Kontakt B durch kohärentes Tunneln über einen virtuellen Zwischenzustand im Supraleiter.

Betrachtet man das in Abbildung 2.6 dargestellte Energieschema, so erkennt man, dass für eine Spannung U am Kontakt A elastisches Kotunneln zu einer Spannung gleichen Vorzeichens am Kontakt B führt. Für nichtlokale Andreev-Reflexion dagegen hat die entstehende Spannung am Kontakt B das entgegengesetzte Vorzeichen. Anders betrachtet führt eine Spannung am Kontakt A zu entgegengesetzten Strömen in Kontakt B, da Elektronen bei EC zu- und bei CAR abfließen. Dies bildet die Grundlage zur Unterscheidung der beiden Prozesse.

Für die abgebildeten Systeme mit zwei Kontakten lässt sich der Zusammenhang zwischen den Strömen I_A und I_B in den Kontakten und den anliegenden Spannungen U_A und U_B mit Hilfe einer Matrix schreiben:

$$\begin{pmatrix} I_A \\ I_B \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} G_A & G_{BA} \\ G_{AB} & G_B \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} U_A \\ U_B \end{pmatrix} \quad (2.7)$$

Die Diagonalelemente G_A und G_B charakterisieren den lokalen Transport, die Nebendiagonalelemente G_{AB} und G_{BA} dagegen sind ein Maß für die nichtlokalen Prozesse. So beschreibt beispielsweise G_{AB} den Stromfluss I_B im Kontakt B, der durch eine Spannung U_A im Kontakt A hervorgerufen wird. Sind die nichtlokalen Prozesse durch Beiträge G_{EC} und G_{CAR} gegeben, so ergibt sich aus dem Energiediagramm in Abbildung 2.6 für die Nebendiagonalelemente $G_{AB} = G_{EC}^{A \rightarrow B} - G_{CAR}^{A \rightarrow B}$ und $G_{BA} = G_{EC}^{B \rightarrow A} - G_{CAR}^{B \rightarrow A}$. Zur Vereinfachung soll

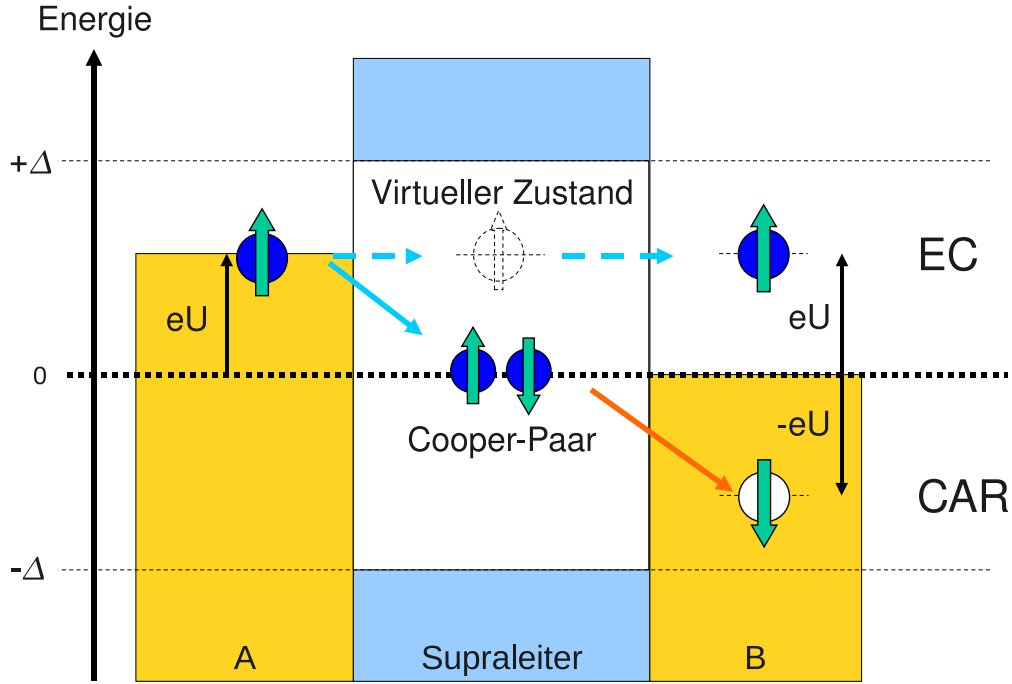


Abbildung 2.6: Energiedarstellung von EC und CAR. Für eine Injektorspannung U führt EC zu einer Spannung gleichen Vorzeichens im Kontakt B, durch CAR entsteht eine entgegengesetzt gepolte Spannung in B.

der symmetrische Fall $G_{EC}^{A \rightarrow B} = G_{EC}^{B \rightarrow A}$ und entsprechend für CAR angenommen werden. Mit den lokalen Andreev-Leitwerten G_{ARA} und G_{ARB} kann die Leitwertmatrix \hat{G} dann als

$$\hat{G} = \begin{pmatrix} G_{ARA} + G_{EC} + G_{CAR} & G_{EC} - G_{CAR} \\ G_{EC} - G_{CAR} & G_{ARB} + G_{EC} + G_{CAR} \end{pmatrix} \quad (2.8)$$

geschrieben werden.

Für die Stärke der nichtlokalen Prozesse ergibt sich aus der Theorie im Tunnellimes kleiner Kopplungsstärken zwischen Normalleiter und Supraleiter $G_{EC} = G_{CAR}$ [3, 5]. Auf Grundlage dieser Theorien wird also ein verschwindender nichtlokaler Leitwert erwartet. Für stärkere Kopplung liefern Rechnungen $G_{EC} \geq G_{CAR}$ [9, 10, 40]. Daher sollte für den Fall nichtverschwindender nichtlokaler Leitwerte diese aus dominierendem EC resultieren.

Zur Bestimmung von \hat{G} ist es notwendig, dass die Spannung am Injektorkontakt die Stellgröße und der Detektorstrom die Messgröße darstellt. Mit einem Aufbau, in dem der Strom durch den Injektorkontakt die vorgegebene Größe und die Spannung am Detektorkontakt die Messgröße ist, wird dagegen der nichtlokale Widerstand bestimmt. Der Zusammenhang zwischen der

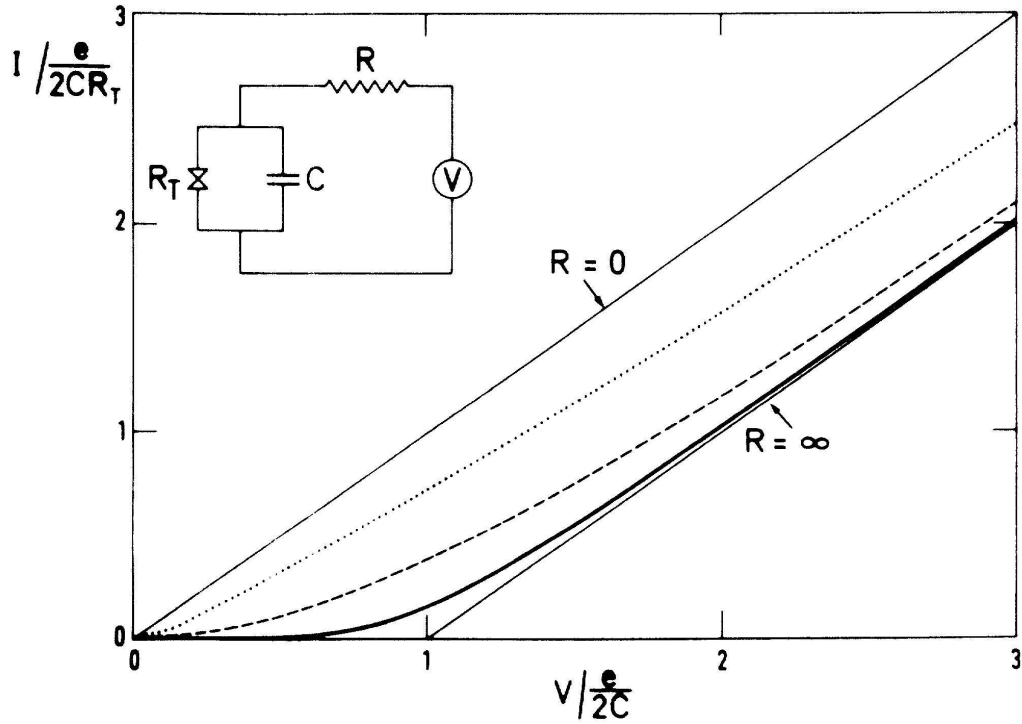


Abbildung 2.7: Strom-Spannungs-Kennlinie für einen Tunnelkontakt mit rein ohmscher Umgebung für unterschiedliche Werte des Umgebungswiderstandes $R/R_Q = 0, 0.1, 1, 10, \infty$. Aus [41].

zugehörigen Widerstandmatrix \hat{R} und der Leitwertmatrix \hat{G} ist durch Matrixinversion gegeben, d.h. $\hat{R} = \hat{G}^{-1}$. Für das Nebendiagonalelement R_{AB} gilt dann beispielsweise

$$R_{AB} = -\frac{G_{AB}}{G_A G_B - G_{AB} G_{BA}}. \quad (2.9)$$

Für den Fall, dass die lokalen Leitwerte deutlich größer als die nichtlokalen Leitwerte sind, lässt sich dies ohne großen Fehler zu

$$R_{AB} \approx -\frac{G_{AB}}{G_A G_B} \quad (2.10)$$

vereinfachen.

2.7 Dynamische Coulombblockade

Mit fortwährender Verkleinerung von Tunnelkontakten sinkt auch deren Kapazität C . Die Ladungsenergie $E_c = \frac{e^2}{2C}$ eines einzelnen Elektrons auf dieser

Kapazität nimmt dadurch zu. Für das einfache Modell eines Plattenkondensators ergibt sich bei einer typischen Fläche der in dieser Arbeit untersuchten Tunnelkontakte von $\sim 100 \times 200 \text{ nm}^2$ und einer 1 nm dicken Aluminiumoxidschicht als Barriere eine Kapazität von etwas über einem Femtofarad. Dies entspricht bereits einer Ladungsenergie von $50 \mu\text{V}$. Einfache Energieüberlegungen lassen erwarten, dass für Temperaturen T , für die die thermische Energie $k_B T$ kleiner als die Ladungsenergie E_c ist, das Tunneln von Einzelelektronen unterdrückt sein sollte, was als Coulombblockade bezeichnet wird. Für das hier gemachte Beispiel wären daher unterhalb von etwa einem halben Kelvin Coulombblockadeeffekte zu erwarten.

Von Devoret et al. [41] wurde gezeigt, dass die Coulombblockade stark von der elektromagnetischen Umgebung der Tunnelkontakte abhängt, da für eine effektive Ladungsänderung des Tunnelkondensators die tunnelnden Teilchen elektromagnetischen Moden der Umgebung anregen müssen. Aufgrund der Quantisierung der Energie $\hbar\omega$ dieser Moden erfolgt deren Anregung erst für Spannungen $U > \hbar\omega/e$ am Tunnelkontakt. Das führt, außer für sehr hohe Impedanz der Umgebung, zu einer deutlichen Reduktion der Coulombblockade. Diese umgebungsabhängige Reduzierung der Coulombblockade wird als dynamische Coulombblockade bezeichnet. Die theoretisch zu erwartende Strom-Spannungscharakteristik eines Tunnelkontakts mit Tunnelwiderstand R_T und Kapazität C ist für eine rein ohmsche Umgebung mit Widerstand R in Abbildung 2.7 für verschiedene Werte von R/R_Q dargestellt (mit dem Widerstandsquant $R_Q = h/2e^2$). Für kleine Umgebungswiderstände ist fast keine Abweichung von der Linearität erkennbar.

Kapitel 3

Experimentelles

Um die nicht-lokale Andreev-Reflexion messen zu können, sind eine Reihe von Anforderungen zu erfüllen. Dies beginnt mit der Geometrie und Qualität der Probe, die beide maßgeblich für die Signalentstehung sind. Die Experimente müssen bei Temperaturen ausgeführt werden, die deutlich geringer als die relevanten Energieskalen sind. Schließlich muss der Messaufbau genügend Empfindlichkeit besitzen, um die erwarteten kleinen Signale vom Rauschuntergrund trennen zu können, ohne selbst zu viele Störungen in das System einzukoppeln. Diese Punkte werden in den folgenden Abschnitten näher erläutert.

3.1 Probenherstellung

Alle in dieser Arbeit vorgestellten Proben wurden am Institut für Nanotechnologie des Forschungszentrums Karlsruhe hergestellt. Auf Grund der starken Abhängigkeit der nicht-lokalen Andreev-Reflexion vom Abstand der beteiligten Grenzflächen sind Proben mit besonders geringen Kontaktabständen notwendig. Diese müssen in der Größenordnung der supraleitenden Kohärenzlänge ξ des verwendeten Supraleiters liegen. Für das in dieser Arbeit verwendete Aluminium ist ξ von der Größenordnung 100 nm. Um entsprechend kleine Strukturen zu erstellen, wurde das Verfahren der Elektronenstrahlithographie angewandt. Zur Maskenerstellung kam ein Leo 1530 Elektronenmikroskop mit einem Raith Elphy Plus Lithographiesystem zum Einsatz. Die Metallisierung erfolgte in einer UHV-Aufdampfanlage mit abtrennbarer Vorkammer. Bei Arbeitsdrücken um 10^{-10} bis 10^{-8} mbar wurden die verwendeten Materialien aus Effusionszellen aufgedampft.

Das Messprinzip erfordert die Herstellung von Hybridstrukturen aus supraleitenden und normalleitenden Metallen, verbunden durch räumlich begrenz-

te Tunnelkontakte mit einem geeigneten Isolator zwischen den Metallschichten. Einfache plane Bedampfung mit Metallen als Herstellungsverfahren ist daher nicht möglich, es kamen Mehrfachlithographie und Schattenbedampfung in Frage.

Versuche mit Mehrfachlithographie, die den Vorteil der besseren Kontrolle der Teilstrukturen bietet, lieferten bei angestrebtem metallischem Kontakt zwischen den unterschiedlichen Schichten extrem hohe Kontaktwiderstände. Dieses Verhalten ist mit größter Wahrscheinlichkeit auf Verunreinigung der Metalloberfläche durch Lackreste und Verschmutzung durch die Prozessierung unter normaler Atmosphäre zurückzuführen. Da keine Möglichkeit bestand, die Proben nach Entwicklung der zweiten Maske zu reinigen und danach zu bedampfen, ohne sie zwischen diesen Schritten der Atmosphäre auszusetzen, wurde Mehrfachlithographie als Herstellungsverfahren nicht weiterverfolgt. Statt dessen wurde Schattenbedampfung eingesetzt.

Für die Schattenbedampfung wurde ein Doppellacksystem aus 200 nm PMMA (950k, 4% in Anisol) für die Maske auf 800 nm PMMA-(MAA)-Copolymer (8.5% Copolymer in Ethyllactat) für den Unterschnitt verwendet. Es kam Anfangs beim Bedampfen oft zu Verformungen der freistehenden Teile der Maske, d.h. der Bereiche mit extensivem Unterschnitt im Copolymer. Zu diesem Zeitpunkt wurden die Belichtungen bei 10 kV Beschleunigungsspannung durchgeführt. Durch Übergang zu 30 kV Beschleunigungsspannung und die Optimierung der Belichtungsparameter mittels einer Software zur Proximity-Korrektur konnten diese Probleme jedoch deutlich reduziert werden.

Die Herstellung erfolgte zunächst mit zwei Bedampfungsschritten: zuerst wurde Aluminium aufgedampft, das dann in der Vorkammer der Aufdampfungsanlage bei einigen Pascal Sauerstoffdruck oxidiert wurde. Hiernach folgte eine Bedampfung mit Kupfer unter einem anderen Einfallswinkel. Damit waren alle Verbindungen zwischen Aluminium und Kupfer als Tunnelkontakte ausgeführt.

Abbildung 3.1 zeigt ein REM-Bild einer Probe, das den gesamten Aufbau erkennen lässt und die Nummerierung der Kontakte angibt. Alle Proben verfügten über insgesamt acht Zuleitungen. Injektor und Detektor verfügten über jeweils zwei Zuleitungen (3+4 und 5+6), um den jeweiligen Kontakt lokal mit einer Vier-Punkt-Konfiguration messen zu können. Zwei Zuleitungen kontaktieren den supraleitenden Streifen am Rand und bilden die Referenzelektroden (2+8). Von den verbleibenden zwei Zuleitungen ist eine spezifisch als Spannungsabgriff gedacht und dazu niederohmig ausgeführt (1), die andere dient als Reserve (7).

In Abbildung 3.2 ist der linke Teil der Probe vergrößert dargestellt. An den roten Markierungen befinden sich die Übergänge zwischen Aluminium

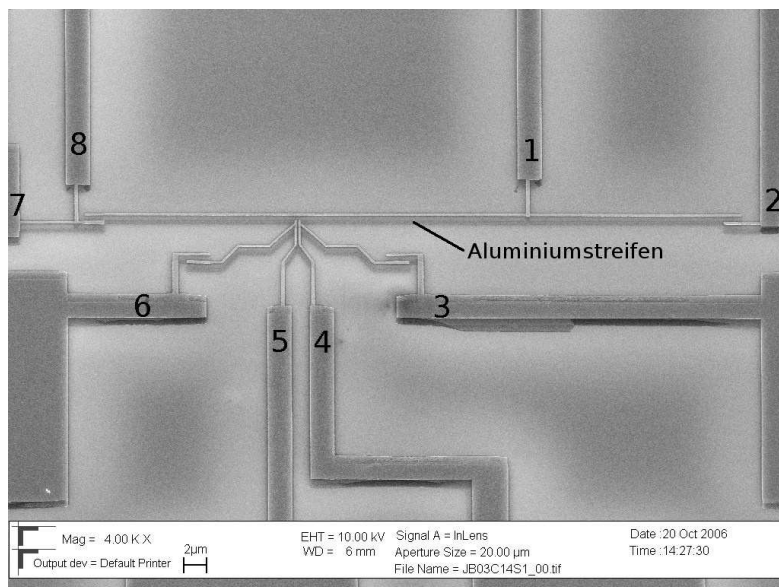


Abbildung 3.1: REM-Bild einer Probe mit zwei Metallschichten. Gezeigt ist das Innere der Probe mit Kontakt Nummerierung.

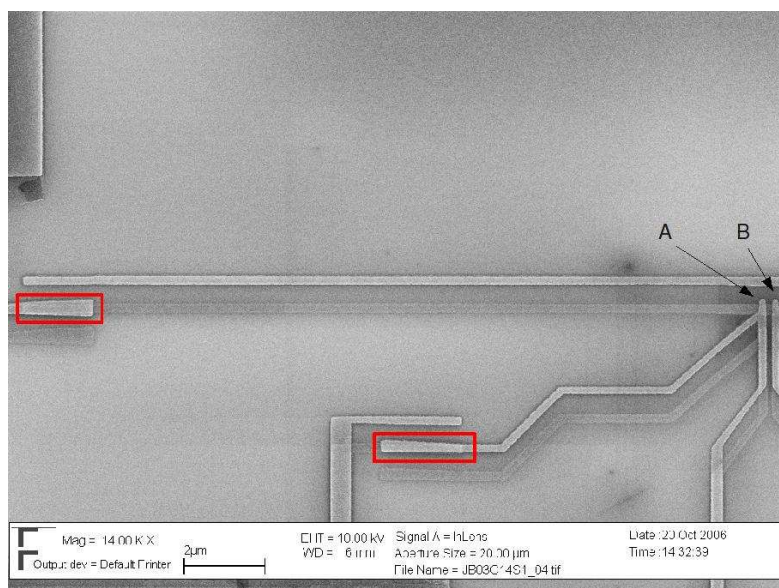


Abbildung 3.2: Vergrößerte Darstellung des linken Teils der in Abbildung 3.1 gezeigten Probe. An den roten Markierungen befinden sich die Übergänge von Normal- zu Supraleiter, die bedingt durch die Aufdampfreihenfolge Tunnelkontakte bilden. Ganz rechts sind Injektor "A" und Detektor "B" zu sehen.

und Kupfer. Aufgrund der Reihenfolge, in der die Schichten aufgedampft wurden, handelt es sich dabei um Tunnelkontakte. Injektor und Detektor sind mit "A" und "B" markiert.

Etwa zeitgleich mit der Einführung des Wechselspannungsmessverfahrens wurde auch die Probenherstellung modifiziert. Es wurden ab diesem Zeitpunkt drei Bedampfungsschritte ausgeführt. Zunächst Kupfer (Cu 1), gefolgt von Aluminium (Al) unter einem anderem Einfallswinkel. Darauf folgte der Oxidationsschritt in der Vorkammer und ein weiterer Aufdampfschritt mit Kupfer (Cu 2) unter einem dritten Winkel. Dieses Verfahren lieferte Proben mit Tunnelkontakten zwischen dem Supraleiter (Al) und dem Normalleiter (Cu 2) von Injektor und Detektor, aber metallischen Kontakten von (Al) mit den Zuleitungen (Cu 1).

In Abbildung 3.3 ist eine REM-Aufnahme des zentralen Teils einer solchen Probe gezeigt. Die Abbildung wurde unter einem Winkel von etwa 40° aufgenommen, womit die Übergänge zwischen den Schichten besser zur Geltung kommen. Um die Orientierung zu vereinfachen, sind die Materialien entsprechend bezeichnet und Injektor und Detektor als "A" und "B" markiert. Abbildung 3.4 ist eine vergrößerte Darstellung des rechten Teils der Probe, die den Übergang des von links kommenden Aluminiumstreifens auf die Kupferschicht (Cu 1) der Zuleitung 2 (vgl. Abbildung 3.1) zeigt. Die anderen sichtbaren Strukturen haben untereinander keinen Kontakt.

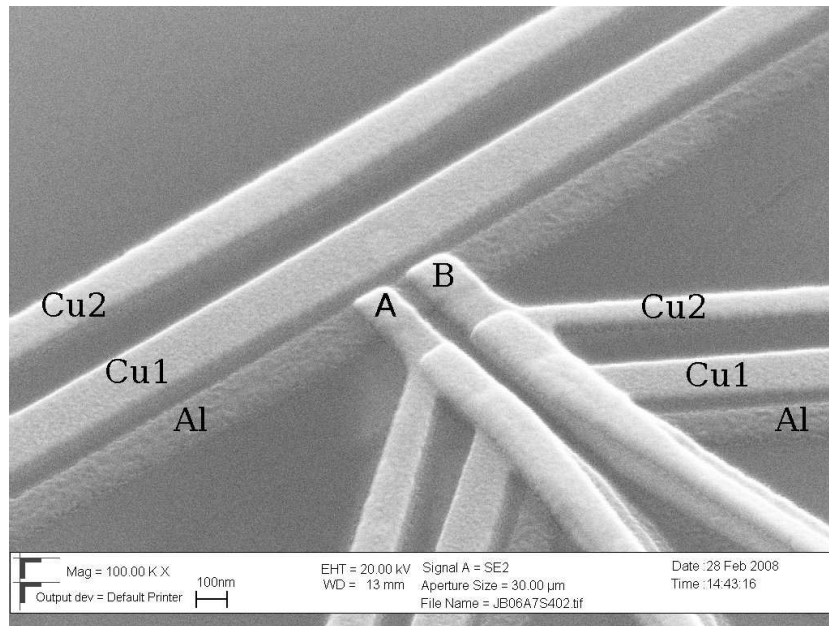


Abbildung 3.3: REM-Aufnahme einer Probe mit drei Metallschichten unter einem Winkel von 40°.

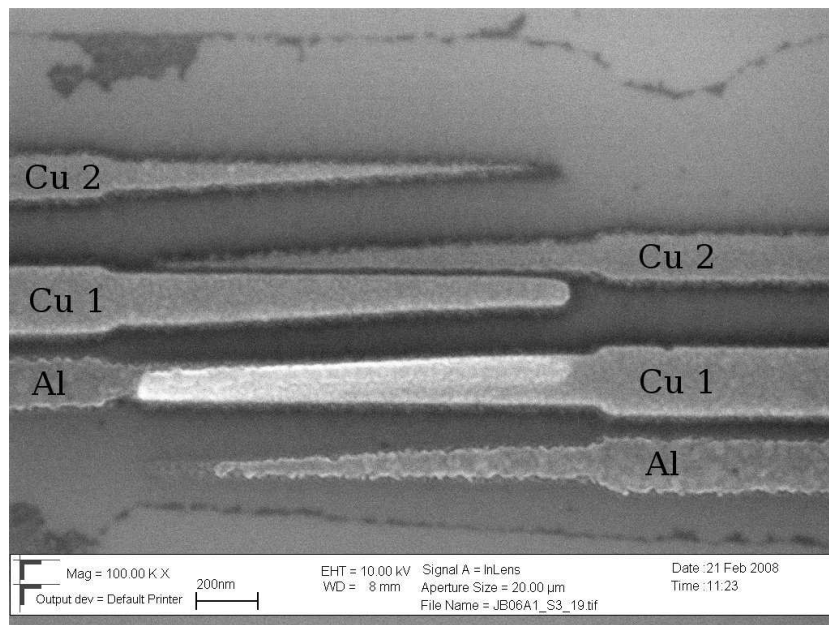


Abbildung 3.4: REM-Bild des Übergangsbereiches in der Zuleitung bei einer Dreischicht-Probekonstruktion. Aluminium (Al) trifft das zuvor aufgedampfte Kupfer (Cu 1) und bildet so eine metallische Verbindung mit geringem Kontaktwiderstand. Der gezeigte Übergang gehört zu Kontakt 2 (vgl. Abb. 3.1)

3.2 Kryotechnik

Alle vorgestellten Messungen wurden in einem $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Mischungskryostaten vom Typ Kelvinox 100 der Firma Oxford Instruments durchgeführt. Dieser verfügt über acht Messleitungen aus Stahl-Koaxialkabeln, die an mehreren Punkten thermisch verankert und unterhalb der Mischungskammer durch einen Kupferpulver-Filter geführt sind. Zur zusätzlichen Filterung ist am Kryostatenkopf jede der acht Messleitung mit einem separaten passiven RC-Tiefpass versehen. Die erreichbare Basistemperatur liegt bei etwa 20 mK, die Temperaturüberwachung erfolgt durch ein Rutheniumoxid-Thermometer. Der Kryostat verfügt über einen integrierten supraleitenden Magneten mit einem maximalen Feld von 12 T. Die Einbaurichtung der Proben war so gewählt, dass das Feld in der Probenebene lag und längs in Richtung der Injektor- und Detektorkontakte zeigte.

3.3 Messmethoden

Die Messung des elektrischen Transports der Proben erfolgte zunächst mit einem Gleichstrom-Verfahren. Es zeigte sich jedoch, dass die Auflösung des benutzten Aufbaus nicht optimal war. Bei längeren Messungen konnten thermoelektrische Effekte durch Temperaturschwankungen in den äußeren Messleitungen beobachtet werden. Zudem ergaben sich bei unterschiedlicher Beschaltung mit Spannungsmessern (Nanovoltmeter der Firma Keithley) differierende Ergebnisse. Aus diesem Grund wurde der Übergang zu einem Wechselspannungsverfahren vollzogen. Die Elektronik für beide Messaufbauten wurde am Institut für Nanotechnologie in Eigenbau angefertigt. Die Details werden in den folgenden Abschnitten beschrieben.

3.3.1 Grundlegendes Messprinzip

In Abbildung 3.5 ist das generelle Messprinzip schematisch dargestellt. Ein Supraleiter steht in Kontakt mit mehreren normaleitenden Abgriffen. Einer dieser Abgriffe dient als Injektor, über den ein Strom I in die linke Referenzelektrode durch den Supraleiter fließt. Im Abstand $d \lesssim \xi$ befindet sich der Detektorkontakt, an dem die Potentialdifferenz U zur rechten Referenzelektrode gemessen wird. Um sicherzustellen, dass die Referenzelektroden sich im Gleichgewichtszustand befinden, sind diese deutlich weiter als Λ_{Q^*} von Injektor und Detektor entfernt.

Bei Anregungsenergien unterhalb der Energielücke ($I \cdot R_A < \Delta/e$, R_A ist der Widerstand des Injektors) führen die nichtlokalen Prozesse zu einer Ver-

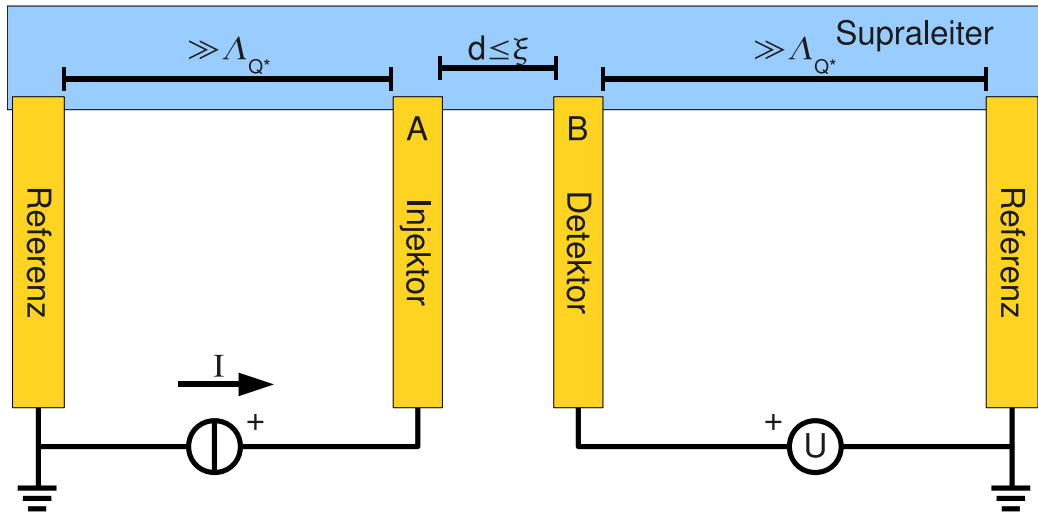


Abbildung 3.5: Schematische Darstellung des Messprinzips: ein Strom I wird über den normalleitenden Injektorkontakt A aufgeprägt und die Spannung zwischen Detektorkontakt B und weit entferntem Referenzkontakt gemessen.

schiebung des elektrochemischen Potentials des Detektorkontaktes. Aus dem Vorzeichen der am Detektor gemessenen Spannung U lässt sich die Art des dominierenden Prozesses ermitteln. In der gezeigten Konfiguration entspricht bei dem eingezeichnetem positivem Stromfluss eine positive Spannung elastischem Kotunneln, während für nichtlokale Andreev-Reflexion eine negative Spannung erwartet wird.

Die beschriebene Konfiguration führt zu einer Messung des nichtlokalen Widerstands $R_{AB} = U_B/I_A$. Soll dagegen der nichtlokale Leitwert gemessen werden, sind Strom und Spannung zu vertauschen. In diesem Fall wird eine Spannung an den Injektor angelegt und der Stromfluss im Detektor gemessen, womit sich der nichtlokale Leitwert $G_{AB} = I_B/U_A$ ergibt.

3.3.2 Gleichstrom: Widerstandsmessung

Das Messprinzip für diesen Aufbau ist eine Vier-Punkt-Messung mit aufgeprägtem Gleichstrom. Aus einer Stromquelle fließt Strom durch die Probenanschlüsse ($I+$, $I-$), der Spannungsabfall über der Probe wird mittels separater Leitungen ($U+$, $U-$) einem Spannungsmesser zugeführt. Die Messung des Stroms erfolgt über den Spannungsabfall an einem Referenzwiderstand in der Quelle.

Die Stromquelle ist als passives Widerstandsnetzwerk, gespeist von einer handelsüblichen 1.5 V Batterie, ausgeführt. Durch einen Dreiwegeschalter ist

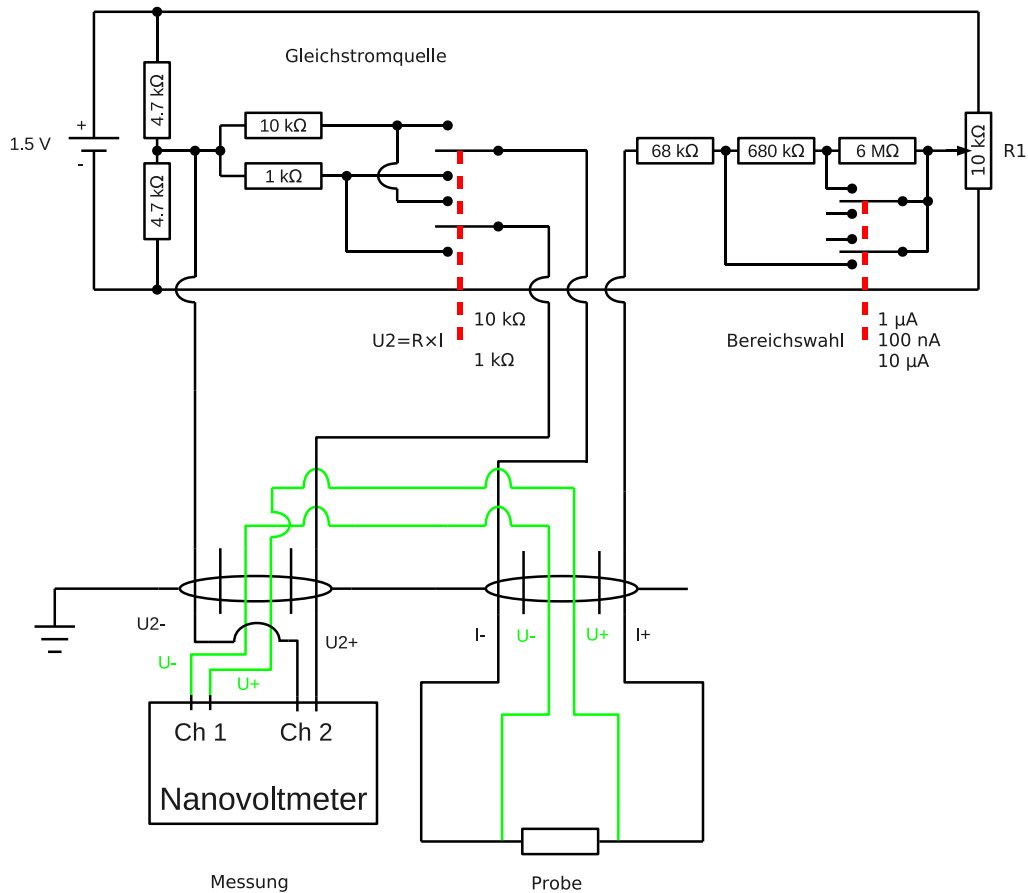


Abbildung 3.6: Schema der verwendeten Gleichstromquelle und Beschaltung. Der Gleichstrom wird über das Potentiometer R1 eingestellt. Die Messung des Stroms erfolgt über den Spannungsabfall U_2 an einem Referenzwiderstand (1 oder 10 kΩ, schaltbar).

eine Bereichsänderung zwischen 100 nA, 1 μA und 10 μA Maximalstrom möglich. Diese Konstruktion hat gegenüber einer netzbetriebenen aktiven Quelle den Vorzug, dass die Probe nicht mit dem elektrischen Netz des Energieversorgers in Verbindung steht (eine Verbindung ist lediglich indirekt über die verwendeten Messgeräte vorhanden). Dadurch werden Einkopplungen von Störungen reduziert und mögliche Erdschleifen vermieden. In Abbildung 3.6 ist der Aufbau und die Verbindung der Gleichstromquelle gezeigt. Über das Potentiometer R1 (unter Berücksichtigung der Bereichswahlschalterstellung) wird der Strom I eingestellt. Die Regelung erfolgt durch einen computergesteuerten Linearmotor, der die Automation des Aufbaus ermöglicht und eine bessere Auflösung als manuelles Einstellen aufweist.

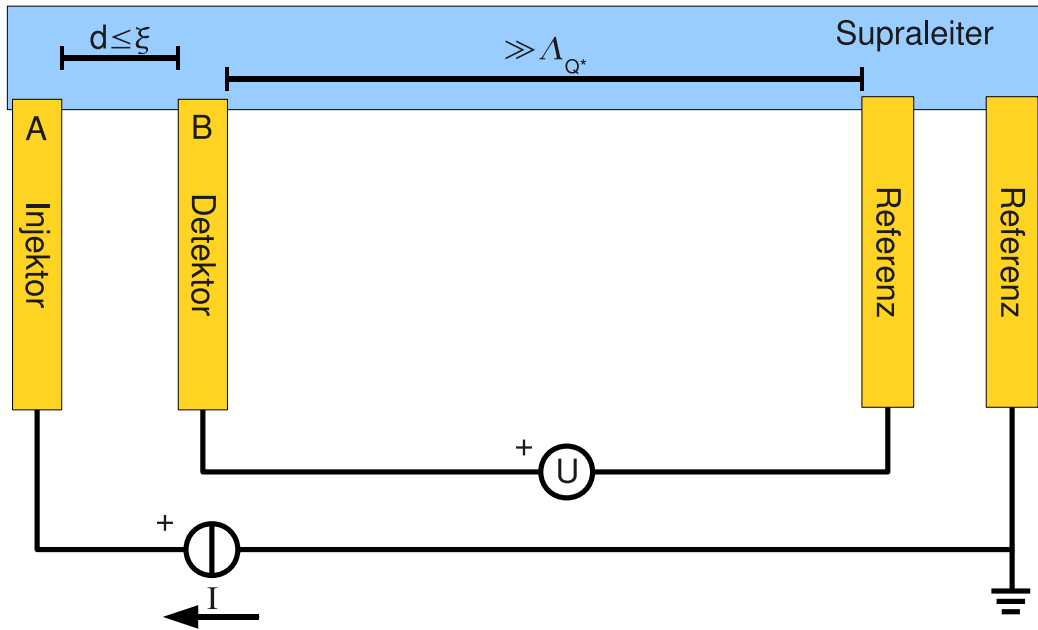


Abbildung 3.7: Schema der Gleichstrommessung für den nichtlokalen Widerstand. Die Messung ist nur innerhalb der Energielücke nichtlokal.

Am Kryostatenkopf besteht die Möglichkeit, die Strom- und Spannungsleitungen ($I+$, $I-$, $U+$, $U-$) des Messaufbaus beliebig mit den acht Probenleitungen im Kryostaten zu verschalten. Die Messung des Stroms $I_{\alpha\beta}$ von Kontakt α nach β (über den Spannungsabfall $U_2 = R_{Ref} \cdot I_{\alpha\beta}$ an einem schaltbaren Referenzwiderstand $R_{Ref} = 1$ oder $10 \text{ k}\Omega$) und der Spannung $U_{\gamma\delta}$ über den Kontakten γ und δ erfolgte entweder mittels der beiden Kanäle eines Nanovoltmeters oder mit einer passiven Verteilerschaltung mittels zwei getrennter Nanovoltmeter. Aus den gemessenen Größen ergibt sich dann der Widerstand $R_{\alpha\gamma\delta\beta} = U_{\gamma\delta}/I_{\alpha\beta}$ der gewählten Kontaktkonfiguration. Durch numerische Differentiation lässt sich für die lokale Messung der differentielle Leitwert berechnen, bei nichtlokalen Messungen ist aber ohne weitere Transformationen nur der differentielle Widerstand zugänglich. Zur vollständigen Charakterisierung einer Probe musste manuell zwischen lokaler und nichtlokaler Konfiguration umgesteckt werden.

Abweichend von Abbildung 3.5 wurde für die nichtlokalen Messungen mit der Gleichstrommethode ein etwas anderes Messschema benutzt. Dieses ist in Abbildung 3.7 dargestellt. Die Messung der Spannung erfolgt dabei im Strompfad, was den Anschein erweckt, es handle sich um eine lokale Messung. Dies ist für Energien oberhalb der Energielücke der Fall. Für Spannungen wesentlich kleiner als Δ/e jedoch, wenn der injizierte Strom ausschließlich

durch einen Supraström getragen wird, handelt es sich um eine nichtlokale Messung, da der Detektor als Normalleiter für das chemische Potential der Cooper-Paare insensitiv ist.

Der Vorteil dieser Konfiguration liegt in der Lage der Referenzpunkte. Da beide Referenzpunkte im Strompfad liegen, sind Verschiebungen der Referenzpotentiale gegeneinander, wie sie durch Phasenschlupfzentren im Strompfad auftreten könnten, ausgeschlossen. Daher war diese Konfiguration der Standard für nichtlokale Messungen. Andererseits zeigten die Daten bei Versuchen mit vollständig nichtlokaler Konfiguration keinen Hinweis auf Phasenschlupfzentren. Daher wurde mit Einführung der Wechselspannungsmessungen die vollständig nichtlokale Konfiguration nach Abbildung 3.5 benutzt.

3.3.3 Wechselspannung: Differentieller Leitwert

Die Messung mit Wechselspannung im Lock-In-Verfahren bietet gegenüber dem im vorhergehenden Abschnitt beschriebenen Gleichstromverfahren einige signifikante Vorteile. Zunächst sorgt die Lock-In-Technik für die Eliminierung von Kontakt- und Thermospannungen im Messergebnis und führt durch die schmalbandige Messung zu einem besseren Signal-Rausch-Verhältnis.

Durch das Aufprägen von Spannung lässt sich der Bereich der Energielücke, in dem die Tunnelkontakte ihren höchsten Widerstand haben, leichter und genauer durchfahren. Zudem handelt es sich bei den Messdaten bereits um differentielle Größen, was eine numerische Differentiation überflüssig macht. Diesen Vorteilen steht jedoch ein erhöhter instrumenteller Aufwand gegenüber.

Das Schema der Messung ist in Abbildung 3.8 anhand einer REM-Aufnahme der schon in Abb. 3.3 vorgestellten Probe dargestellt. Am Injektorkontakt, hier A, wird eine Spannung U_{ex} aus einem Wechsel- und Gleichspannungsanteil angelegt und der dadurch resultierende Strom I_A gemessen. Um eine echte Vierpunktmessung zu gewährleisten, wird zusätzlich der tatsächliche Spannungsabfall U_A über dem Kontakt A über separate Leitungen geführt und der Gleich- und Wechselspannungsanteil bestimmt. Parallel hierzu wird der Stromfluss im Detektorkontakt B gemessen. Zusätzlich besteht die Möglichkeit, eine Gleichspannung U_B an den Detektorkontakt anzulegen.

Die verwendete Schaltung, ist in Abbildung 3.9 gezeigt. Die zugehörige Beschaltung mit Messgeräten findet sich in Abbildung 3.10. Der Arbeitspunkt wird durch eine Gleichspannung U_w festgelegt, die in einer aus Spannungsteilern bestehenden Quelle erzeugt wird. Die Regelung erfolgt über das Potentiometer R1. Wie bei der Gleichstromquelle erfolgt auch hier die Regelung über einen rechnergesteuerten Motor. Der Widerstand R_V in der Quel-

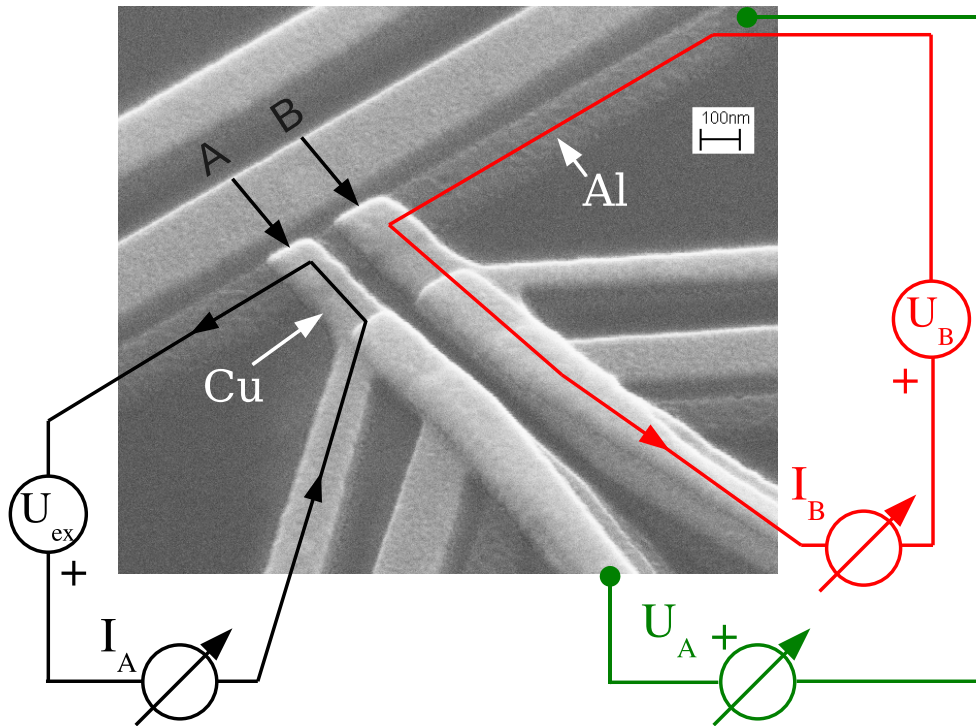


Abbildung 3.8: Schematischer Messaufbau der Wechselspannungsmessung anhand des REM-Bildes einer Probe.

le legt die Schrittweite fest, der übliche Wert war 15Ω . Zu dieser Gleichspannung wird über einen Transformator die vom Oszillator eines Lock-In-Verstärkers stammende Anregungswechselspannung U_{osc} addiert. Die Summe $U_{ex} = U_w + U_{osc}$ wird über die Zuleitungen $I+$ und $I-$ an die Probe gelegt. Für die lokale Messung wird die tatsächlich an der Probe abfallende Spannung über die Zuleitungen $U+$ und $U-$ geführt. Ein Spannungsverstärker erhöht den Signalpegel. Der Wechselspannungsanteil U_A^{AC} wird von einem Lock-In-Verstärker detektiert, der entsprechende Gleichspannungsanteil U_A^{DC} mit einem Multimeter gemessen, das für den Wechselspannungsanteil aufgrund seiner Trägheit insensitiv ist. Der Wechselanteil I_A^{AC} des durch $I+$ und $I-$ fließenden Stroms I wird nach Umwandlung in ein Spannung durch einen selbstgebauten aktiven Transimpedanzverstärker mit einem zweiten Lock-In-Verstärker gemessen. Daraus ergibt sich der lokale differentielle Leitwert $g_A = dI_A/dU_A = I_A^{AC}/U_A^{AC}$.

Der Aufbau verfügt über ein zusätzliches Leitungspaar ($B+$, $B-$), das speziell zur Messung des nichtlokalen Signals vorgesehen ist. Zu dessen Verstärkung können auf einen Träger verschiedene Verstärkerschaltungen ge-

steckt werden. Der Regelfall ist, wie in Abbildung 3.8 dargestellt, die Messung des nichtlokalen Wechselstroms I_B^{AC} mittels eines aktiven Transimpedanzverstärkers. Möglich ist aber auch die Messung der nichtlokalen Spannung mit einer passiven Steckplatine. Das Ausgangssignal des gewählten Verstärkers wird einem dritten Lock-In-Verstärker zugeführt. Damit lassen sich lokales und nichtlokales Signal gleichzeitig bei gleicher Injektorspannung messen. Dies lindert das Problem der Drift der Gleichspannungselektronik, welche bei mehrstündigen Messungen einige μV erreichen kann. Gegenüber der Gleichstrommethode erhält man für das nichtlokale Signal, wie im lokalen Fall, bereits durch einfache Division den differentiellen Leitwert $g_{\text{AB}} = dI_B/dU_A = I_B^{\text{AC}}/U_A^{\text{AC}}$.

Die Detektorspannung U_B wird von der aktiven Transimpedanzverstärkerschaltung direkt auf die Messleitungen B+, B- gelegt. Erzeugt wird diese Spannung durch ein passives Widerstandsnetz auf der Verstärkerplatine, die Regelung erfolgt durch ein motorgesteuertes Potentiometer. Es wurden Kalibrationsmessungen durchgeführt, anhand derer U_B aus der Motorposition der Potentiometersteuerung bestimmt werden konnte, wobei gute Reproduzierbarkeit und Linearität gefunden wurde. Falls keine Detektorspannung gewünscht war konnte eine AC-gekoppelte Verstärkerschaltung verwendet werden.

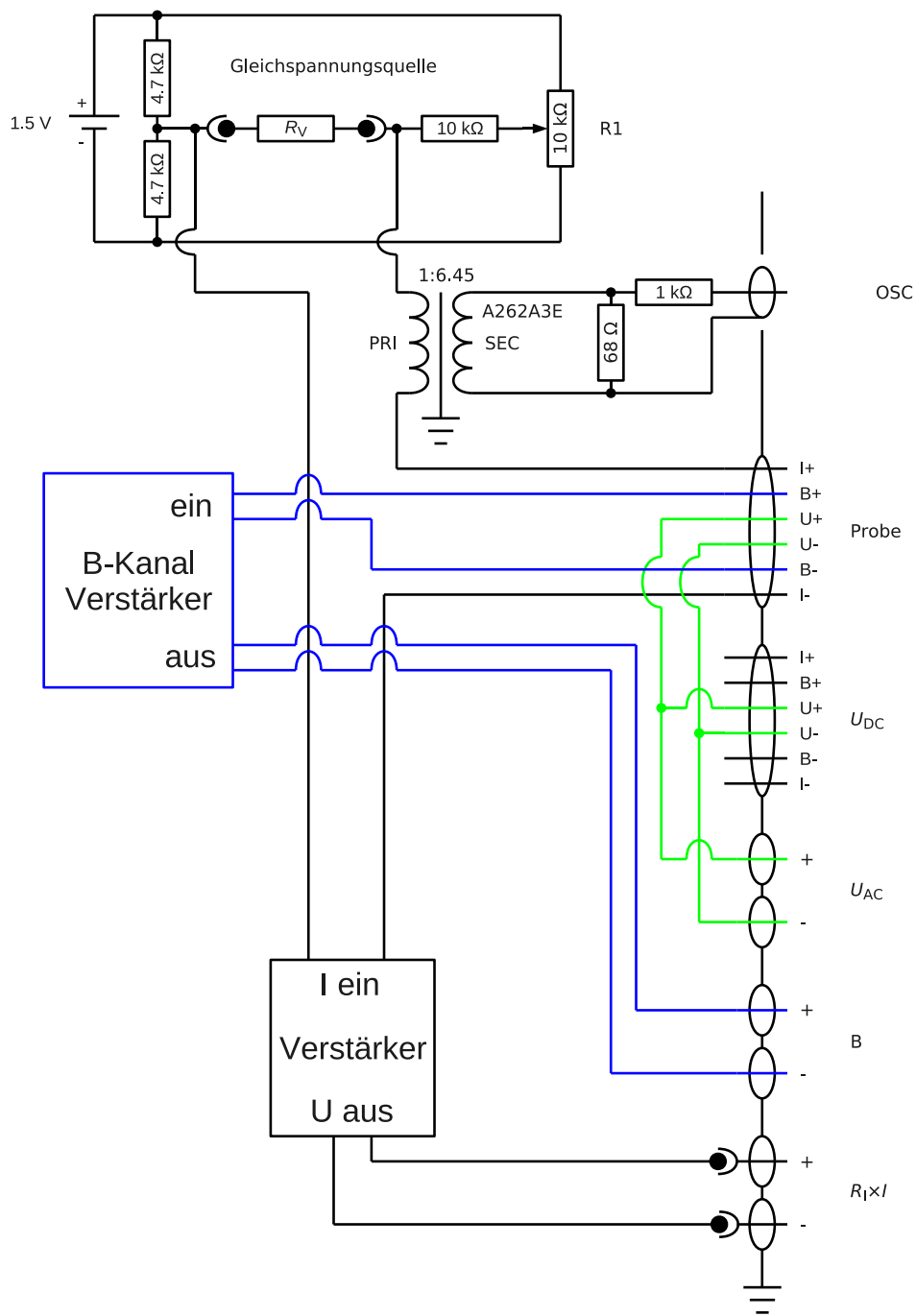


Abbildung 3.9: Schaltplan des Wechselspannungs-Messaufbaus. Eine passive Gleichspannungsquelle legt über das Potentiometer R_1 den Arbeitspunkt fest. Die Messung der Stromes I erfolgt durch Spannungsmessung an einem selbstgebauten Transimpedanzverstärker. Verschiedene Verstärkerschaltungen für den Kanal B sind vorhanden und lassen sich leicht auswechseln.

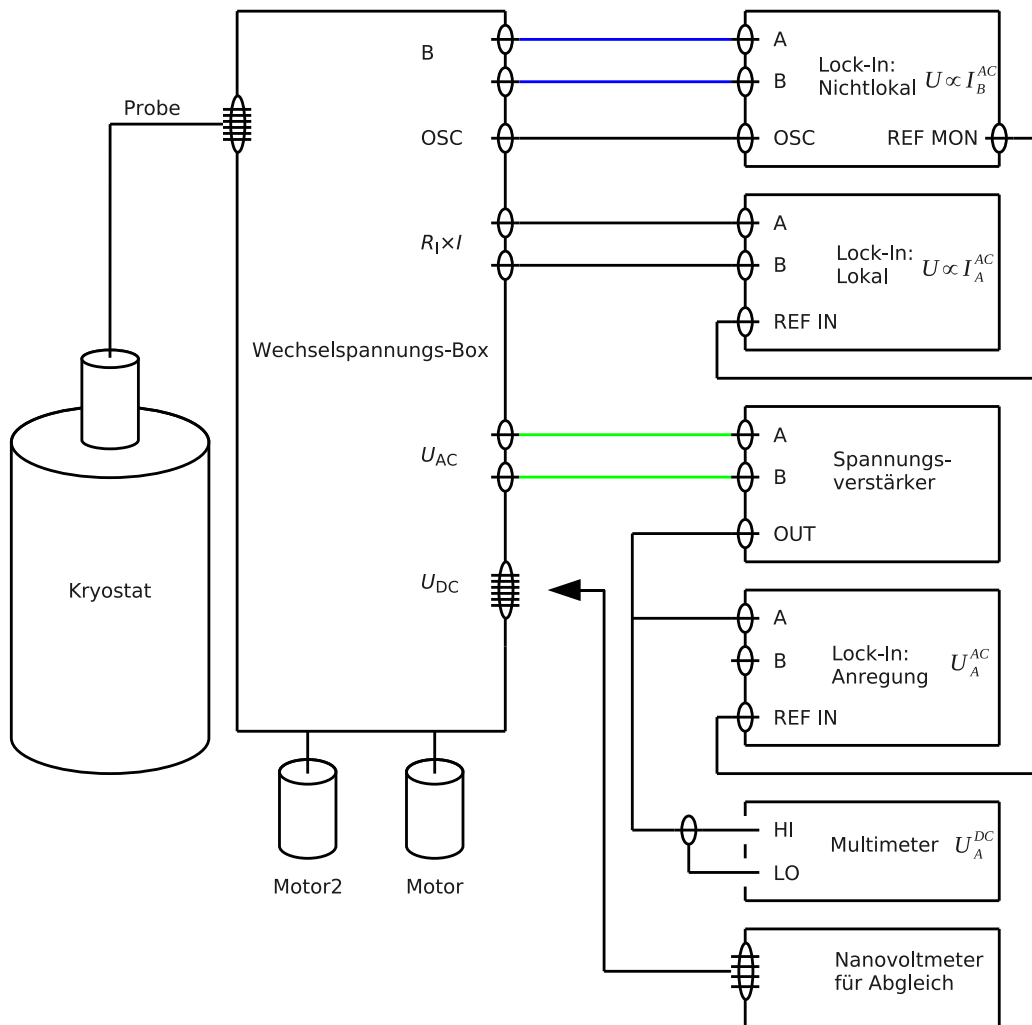


Abbildung 3.10: Beschaltung der Wechselspannungsbox mit Messgeräten. Die Messgrößen der Geräte sind jeweils angegeben.

Kapitel 4

Ergebnisse

In diesem Kapitel werden die Messdaten und daraus abgeleitete Größen gezeigt und diskutiert. Es wurde eine Aufteilung in Ergebnisse der Gleichstrom- und Wechselspannungsmessung gewählt, da mit dem Übergang zwischen den Messmethoden auch die Probenherstellung umgestellt wurde. Bei allen mit dem Gleichstromaufbau untersuchten Proben handelt es sich um Zweischichtsysteme aus Aluminium und Kupfer. Mit der Wechselspannungsmethode dagegen wurden Proben mit drei Metallschichten und entsprechend angepasstem Aufbau verwendet, wie in Kapitel 3.1 beschrieben.

4.1 Gleichstrom: Widerstand

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse der Messungen mit dem Gleichstromaufbau vorgestellt. Zugrunde liegen die Daten von insgesamt fünf Proben (DC1-DC5), die qualitativ sehr ähnliches Verhalten zeigen. Primär werden Messdaten der Probe DC1 gezeigt. Bei abweichendem Verhalten der anderen Proben wird dies dargestellt.

4.1.1 Lokal

Alle Proben wurden zunächst bei Raumtemperatur mit einer Widerstandsmessbrücke LR700 der Firma Linear Research untersucht. Dabei wurden die Widerstände der Tunnelkontakte von Injektor und Detektor (R_A, R_B) und der Widerstand des Aluminiumstreifens R_{Al} zwischen Abgriff 1 und 4 in Vierpunktkonfiguration gemessen. Aus den Rasterelektronenmikroskopbildern der Proben wurden die Geometrieparameter bestimmt: Länge L und Breite W des Aluminiumstreifens, die Flächen der Tunnelkontakte von Injektor und Detektor sowie deren Abstand d_{AB} . Die Dicken H der einzelnen

Metallschichten wurden beim Aufdampfen durch Quarzmikrowaagen überwacht. Beim Abkühlen der Proben wurde zusätzlich der Widerstand des Aluminiums $R_{\text{Al}}^{4\text{K}}$ am Siedepunkt von ${}^4\text{He}$ gemessen. Das Restwiderstandsverhältnis

$$RRR = R_{\text{Al}}^{295\text{K}}/R_{\text{Al}}^{4\text{K}} \quad (4.1)$$

des Aluminiums lag bei allen Proben zwischen etwa 1.5 und 3.2, was auf sehr starken Einfluss von Streuung an strukturellen Defekten schließen lässt. Aus den Geometrieparametern und dem Wert von $R_{\text{Al}}^{4\text{K}}$ wurde der spezifische Widerstand des Aluminiums

$$\rho_{4\text{K}}^{\text{Al}} = \frac{R_{\text{Al}}^{4\text{K}} \cdot W \cdot H}{L} \quad (4.2)$$

berechnet. Mit Literaturwerten [42] für die Zustandsdichte N_F an der Fermikante und Fermigeschwindigkeit v_F wurde daraus die Diffusionskonstante

$$D = \frac{1}{N_F e^2 \rho_{4\text{K}}^{\text{Al}}} \quad (4.3)$$

und die mittlere freie Weglänge

$$l_{\text{el}} = 3D/v_F \quad (4.4)$$

ermittelt. Für die Tunnelkontakte wurde die Transmissionswahrscheinlichkeit $|t|^2$ aus der Fläche A der Kontakte und deren Leitwert $G = 1/R$ abgeschätzt:

$$|t_{\text{X}}|^2 = \frac{G_{\text{X}}}{10 \frac{1}{\text{nm}^2} \cdot A_{\text{X}} \cdot G_0} \quad (4.5)$$

$G_0 = h/2e^2$ ist das Leitwertquant. Dabei wurde angenommen, dass mit einer typischen Fermiwellenlänge λ_F von 3 \AA bei voller Transparenz zehn Kanäle pro Quadratnanometer, jeweils mit dem Leitwertquant G_0 zum Leitwert beitragen sollten. Diese Abschätzung ist sicher sehr vereinfacht, gibt aber zumindest einen Anhaltspunkt für die Qualität der Tunnelkontakte.

Beim weiteren Abkühlen der Proben wurde die Sprungtemperatur T_c für den Übergang in den supraleitenden Zustand notiert. Dieser Wert lag für alle Proben sehr konstant bei 1.3 K. Aus der BCS-Theorie folgt für die Energielücke

$$\Delta = 1.76k_B \cdot T_c. \quad (4.6)$$

Aufgrund des stark diffusiven Transports im Aluminium muss die ‘‘nackte’’ BCS-Kohärenzlänge ξ_0 modifiziert werden. Dann gilt für die effektive Kohärenzlänge $\xi \simeq \sqrt{\xi_0 \cdot l_{\text{el}}}$. Dies lässt sich leicht umformen zu

$$\xi \approx \sqrt{\frac{\hbar D}{\Delta}}, \quad (4.7)$$

Probe	DC1	DC2	DC3	DC4	DC5
H_{Al} [nm]	30	25	30	30	36
H_{Cu} [nm]	30	30	30	30	30
R_A [Ω]	278	435	1799	980	1718
R_B [Ω]	316	493	2890	5323	1446
RRR	3.2	2.3	3.2	2.7	2.4
ρ_{4K}^{Al} [$\mu\Omega\text{cm}$]	2.18	3.56	2.51	2.79	3.32
D [cm^2/s]	89.36	54.68	77.51	69.85	58.63
l_{el} [nm]	21	13	18	16	14
$ t_A ^2$	$8.7 \cdot 10^{-5}$	$6.9 \cdot 10^{-5}$	$2.0 \cdot 10^{-5}$	$3.4 \cdot 10^{-5}$	$2.5 \cdot 10^{-5}$
$ t_B ^2$	$8.0 \cdot 10^{-5}$	$7.0 \cdot 10^{-5}$	$1.8 \cdot 10^{-5}$	$1.3 \cdot 10^{-5}$	$2.5 \cdot 10^{-5}$
T_c [K]	1.3	1.3	1.3	1.3	1.3
Δ [μeV]	194	194	194	194	194
ξ [nm]	173	135	162	154	141
d_{AB} [nm]	160	170	180	200	100

Tabelle 4.1: Parameter der Proben der Gleichstrommessung

wobei ein Faktor $3/\pi$ in der Wurzel vernachlässigt wurde. Die für die Proben DC1 bis DC5 gefundenen Werte der genannten Parameter sind in Tabelle 4.1 aufgeführt.

Nach der ersten Charakterisierung folgte die Messung der lokalen Strom-Spannungs-Kennlinien bei tiefsten Temperaturen. Abbildung 4.1 zeigt exemplarisch die Rohdaten für Probe DC1 in Konfiguration R_{8156} , bei einer Temperatur von 25 mK. Dargestellt ist der Strom I_A über der abfallenden Spannung U_A für den Injektorkontakt A, obwohl eigentlich U_A als Funktion von I_A gemessen wird. Diese Darstellung erfolgt im Vorgriff auf die Ausführung der numerischen Differentiation der Daten, um den differentiellen lokalen Leitwert zu erhalten. Der flache Bereich der Kurve ist die Konsequenz der Energielücke im Supraleiter. Hier ist der Tunnelkontakt entsprechend hochohmig, der differentielle Widerstand liegt bei etwa $6\text{ k}\Omega$. Durch den im Vergleich zu den außerhalb der Energielücke gemessenen Widerständen recht hohen Wert stellt sich bei der Datennahme folgende Schwierigkeit: Die Schrittweite ΔI der Messpunkte ist durch den gewählten Strombereich festgelegt. Für die Aufnahme einer Messung, bei der die Injektorspannung Δ/e deutlich überschreitet, ist mindestens ein Strombereich von $1\ \mu\text{A}$ notwendig. Die minimale Schrittweite, die am Potentiometer noch eingestellt werden kann, beträgt für diesen Messbereich etwa $\Delta I \approx 1.5\text{ nA}$. Für Injektorspannung unterhalb von Δ/e wird damit für die gezeigte Probe eine zufriedenstellende Spannungsauf-

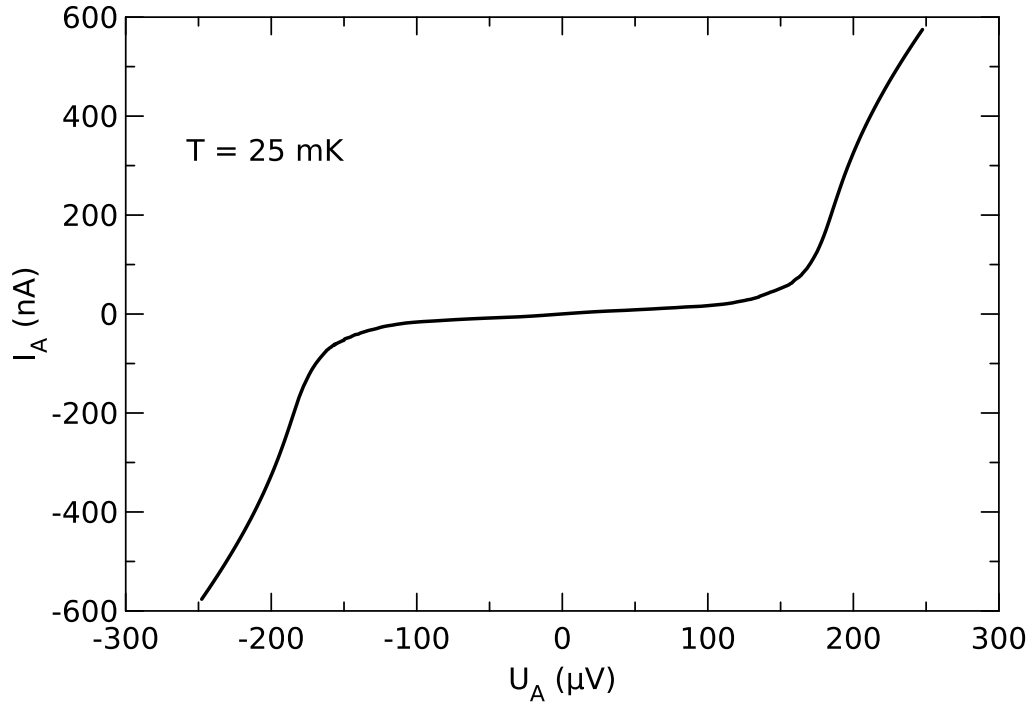


Abbildung 4.1: Rohdaten des Injektorkontakts A der Probe DC1 in lokaler Konfiguration (R_{8156}) bei $T = 25 \text{ mK}$.

lösung von etwa $\Delta U \approx 8 - 10 \mu\text{V}$ erreicht. Für Proben mit hochohmigeren Kontakten sinkt die Auflösung jedoch entsprechend.

Oberhalb der Energielücke reduziert sich der Spannungsabstand der Messpunkte entsprechend dem abnehmenden differentiellen Widerstand bis hinab zu $\Delta U \approx 0.3 \mu\text{V}$. Dieser Wert ist unnötig klein und bringt keinen realen Informationsgewinn. Hier sind größere Schrittweiten in I wünschenswert, um die Messzeit kurz zu halten. Die Steuerungssoftware wurde entsprechend angepasst, so dass in der Energielücke die Abstände der Datenpunkte nahe an der Auflösungsgrenze lagen, oberhalb jedoch einen Faktor vier weiter entfernt.

Mehr Informationen lassen sich aus dem differentiellen Leitwert ermitteln. Dieser ist in Abbildung 4.2 dargestellt. Die Form der Kurve entspricht der für Tunnelkontakte erwarteten thermisch verschmierten BCS-Zustandsdichte. Als rote Kurve ist der Leitwert nach der BTK-Theorie eingezeichnet, wobei als Parameter $\Delta = 180 \mu\text{eV}$, $T = 70 \text{ mK}$ und $Z = 3.4$ gewählt wurden. Die Übereinstimmung zwischen Theorie und Messdaten ist sehr gut, mit Abweichungen um $|U_A| \approx 150 \mu\text{V}$ herum, die auf Einkopplung von Störungen hindeuten. Dazu passt auch, dass die Energielücke mit $\Delta = 180 \mu\text{eV}$ um

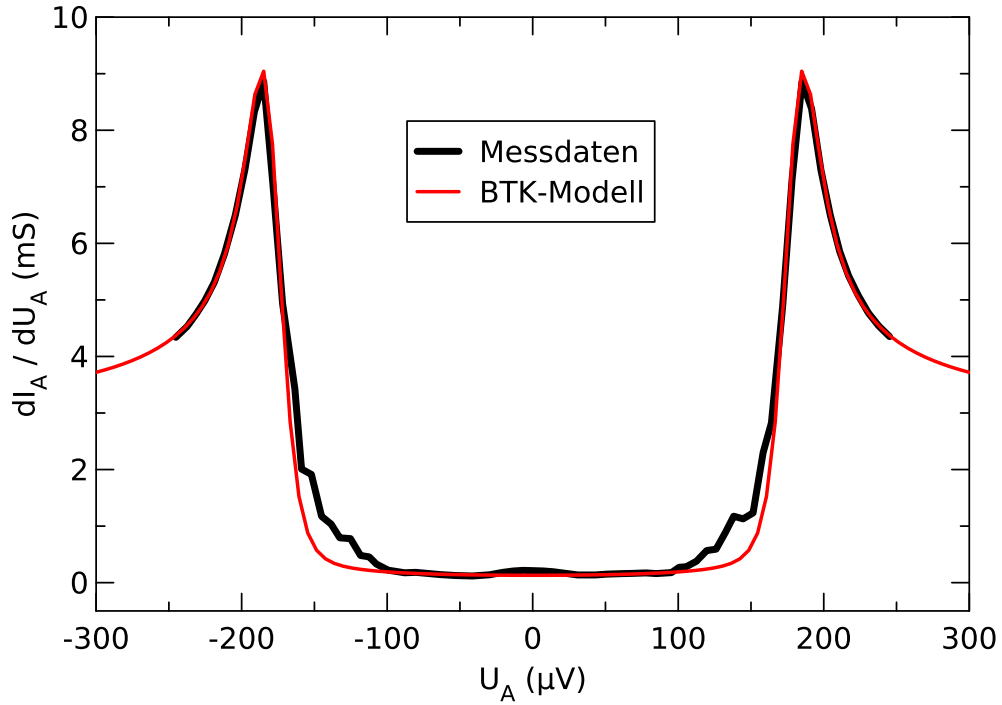


Abbildung 4.2: Differentieller lokaler Leitwert durch numerische Differentiation der Daten aus Abbildung 4.1. Probe DC1.

$16 \mu\text{eV}$ unter dem mit der BCS-Theorie aus der kritischen Temperatur zu erwartenden Wert (vgl. Tabelle 4.1) liegt.

Der gegenüber der nominellen Proben­temperatur von 25 mK deutlich erhöhte Wert von T ist nicht unwahrscheinlich. Bei tiefen Temperaturen ist die Kopplung von Elektronensystem und Gitter nur noch sehr schwach, so dass beide Teilsysteme unterschiedliche effektive Temperaturen aufweisen können. Die effektive Elektronentemperatur der Probe kann dann durch die über die Messleitungen eingekoppelten Störungen deutlich erhöht werden. Das gefundene Z deutet auf einen gegenüber der obigen einfachen Abschätzung deutlich höheren Wert der Transmissionswahrscheinlichkeit hin. Dies könnte durch Inhomogenitäten in der Oxidschicht des Tunnelkontaktes verursacht sein. In diesem Zusammenhang erscheint es möglich, dass der inverse Proximityeffekt bei der gegenüber dem theoretischen Wert verringerten Energielücke eine Rolle spielen könnte. Unter dem inversen Proximityeffekt versteht man die Reduktion des Ordnungsparameter im Supraleiter durch den Übergang von Cooper-Paaren in einen angrenzenden Normalleiter.

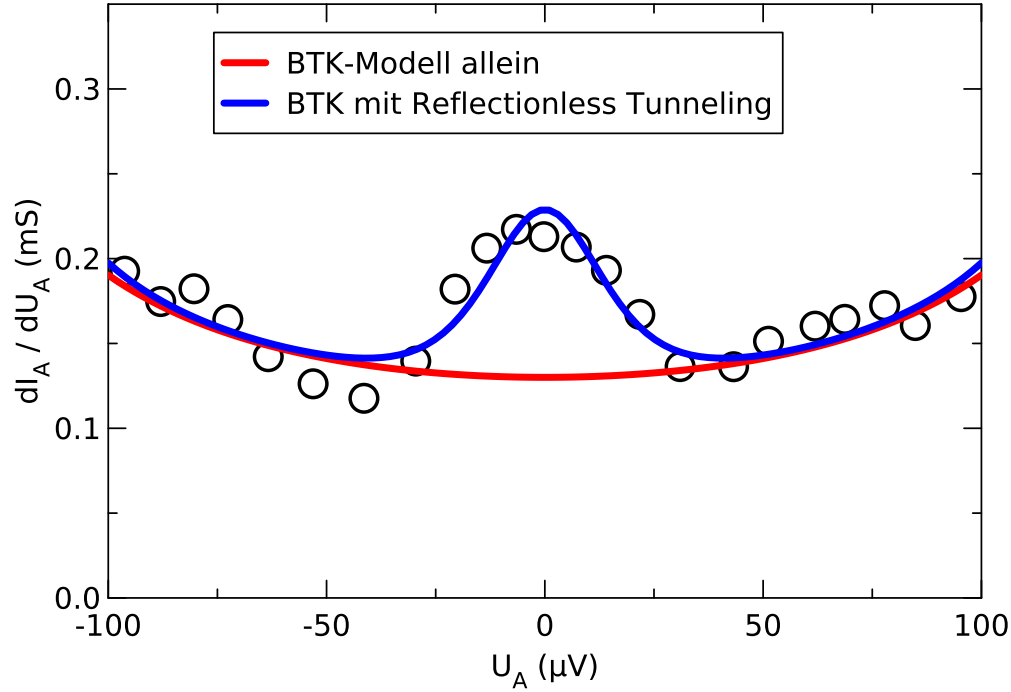


Abbildung 4.3: Vergrößerte Darstellung des differentiellen lokalen Leitwertes von Kontakt A der Probe DC1. Die rote Kurve ist eine best-fit Regression mit dem BTK-Modell. Bei der blauen Kurve handelt es sich um die Summe aus BTK- und diffusiver Reflectionless-Tunneling-Theorie.

Interessant ist der Verlauf des Leitwertes im Bereich der Energielücke. Der differentielle Leitwert verschwindet hier nicht vollständig, und um $U_A = 0$ herum ist eine zusätzliche Struktur erkennbar. Das gleiche Verhalten wurde auch bei allen anderen untersuchten Proben gefunden, weshalb es hier näher betrachtet werden soll.

Dazu ist der Bereich $|U_A| \leq 100 \mu\text{V}$ in Abbildung 4.3 vergrößert dargestellt, die Messpunkte sind als Kreise eingezeichnet. Der mittlere differentielle Leitwert liegt bei etwa $150 \mu\text{S}$, dies deutet auf nicht unerhebliche Andreev-Reflexion hin. Der äußere Bereich der Kurve zeigt gute Übereinstimmung zum BTK-Modell. Zusätzlich zum durch Andreev-Reflexion bedingten Leitwert ist ein zentrales Maximum vorhanden, dessen Amplitude etwa $100 \mu\text{S}$ beträgt. Es ist auf den Bereich $|U_A| \leq 50 \mu\text{V}$ beschränkt.

Dieses zentrale Maximum wird durch das BTK-Modell nicht erklärt. Es muss hier ein weiterer Effekt vorhanden sein, der das Maximum erzeugt. Es handelt sich dabei um Reflectionless Tunneling. Zur Überprüfung die-

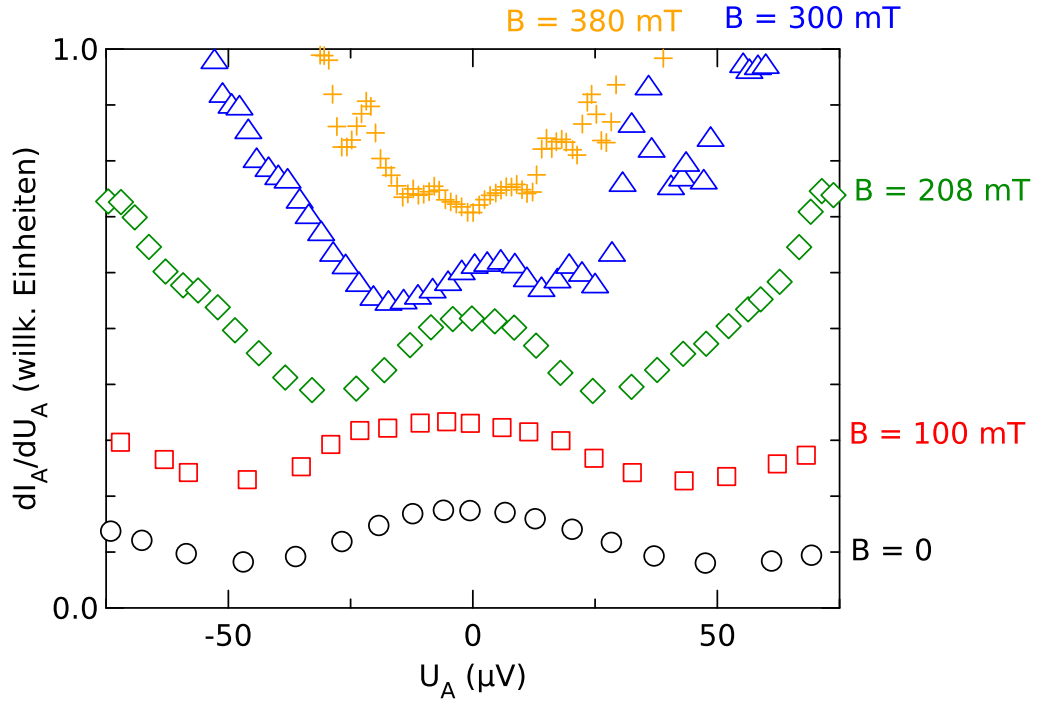


Abbildung 4.4: Differenzieller Leitwert des Kontakts A der Probe DC1 mit verschiedenen magnetischen Feldern. Die Kurven wurden zur besseren Sichtbarkeit horizontal verschoben.

ser Annahme ist in Abbildung 4.3 in blau die Summe aus dem Fit mit dem BTK-Modell und dem zu erwartenden Leitwert durch diffusives Reflectionless Tunneling nach der Theorie von Volkov [37] aufgetragen. Die Übereinstimmung mit den Daten ist sehr gut, die für die Anpassung gewählten Werte decken sich ebenfalls gut mit den Probenparametern. Aus dem Fit ergibt sich für die charakteristische Energie der Barriere $\epsilon_N = 0.36 \mu\text{V}$, die Abschätzung mit den Probenparametern liefert $\epsilon_N \approx 0.2 \mu\text{V}$.

Zur weiteren Untersuchung ist in Abbildung 4.4 der differentielle Leitwert bei unterschiedlichen magnetischen Feldern dargestellt, wobei die Kurven zur besseren Sichtbarkeit horizontal verschoben wurden. Das Magnetfeld wurde parallel zur Ebene der Tunnelkontakte angelegt (in-plane). Aufgrund der geringen Dicke der Aluminiumfilme von 30 nm und einer Eindringtiefe λ für Aluminium, die für reines Aluminium zu etwa 50 nm angegeben wird [43] und für den diffusiven Fall zu etwa 130 nm abgeschätzt werden kann, spielt orbitales Paarbrechen für die betrachteten Proben keine große Rolle. Das kritische Feld B_c für die Probe liegt bei etwa 460 mT, so dass bei allen

gezeigten Kurven das Aluminium noch supraleitend ist. Der Wert für das kritische Feld deckt sich gut mit Werten für dünne Filme [44]. Bis hinauf zu 208 mT bleibt das Leitwertmaximum bei $U_A = 0$ der Höhe nach konstant, wird aber stark verschmälert. Bei 300 mT ist eine deutliche Reduktion des Leitwertmaximums zu erkennen, und bei 380 mT ist der Effekt verschwunden. Die Abhängigkeit des Leitwertmaximums vom magnetischen Feld stützt die Annahme von Reflectionless Tunneling als Ursache, da für Reflectionless Tunneling Zeitumkehrinvarianz notwendig ist, die durch das magnetische Feld gebrochen wird. Als einfache Abschätzung für das notwendige Feld zur Unterdrückung von Reflectionless Tunneling lässt sich folgende Überlegung anstellen: Konstruktive Interferenz sollte nicht mehr auftreten, wenn die Phasenverschiebung der Partialwellen ungefähr einen Wert von π überschreitet. Der Querschnitt A des normalleitenden Teiles des Tunnelkontaktes limitiert die Fläche der beitragenden Pfade, daher sollte in erster Näherung also aufgrund der Phasenverschiebung $\Delta\phi = 4\pi\frac{BA}{\phi_0}$ durch das Magnetfeld (vgl. Kapitel 2.4) Reflectionless Tunneling für $B \cdot A \approx \phi_0/4$ unterdrückt werden. Für die bei Probe DC1 vorliegende Geometrie lässt sich B damit zu etwa 0.2 T abschätzen, liefert also die richtige Größenordnung.

Auch in der Temperaturabhängigkeit sieht man das Verschwinden des zentralen Maximums im differentiellen Leitwert bei Temperaturen deutlich unterhalb der Sprungtemperatur. Dies ist in Abbildung 4.5 dargestellt. Bis etwa 200 mK bleibt die Amplitude des Maximums unverändert, bei 300 mK ist eine deutliche Reduktion erkennbar. Oberhalb von 400 mK ist das Maximum unterdrückt. Eine direkte Beobachtung der Temperatur- und Feldabhängigkeit des Maximums des Leitwertes ist mit der Gleichstrommethode schlecht möglich, da eine Messung bei $U_A = 0$ auch $I_A = 0$ notwendig macht, womit nichts zu messen wäre. Eine Messung bei einem kleinen Strom hat den Nachteil, dass sich mit dem Leitwert auch die Spannung über dem Kontakt ändert. Insgesamt sprechen die Daten sehr deutlich für die Annahme, das Reflectionless Tunneling für das Leitwertmaximum verantwortlich ist.

Weiterhin wurde auch der Kontakt B der Probe DC1 untersucht. Abbildung 4.6 zeigt den Vergleich zwischen den beiden Tunnelkontakten. Kontakt B zeigt ebenfalls die für einen Tunnelkontakt erwartete Kennlinie und ein Leitwertmaximum bei $U_B = 0$. Abgesehen von dem etwas höheren Widerstand von Kontakt B und einer etwas höheren effektiven Temperatur gibt es qualitativ keinen Unterschied zwischen den beiden Kurven.

Abschließend zeigt Abbildung 4.7 einen Vergleich der auf den normalleitenden Wert g_0 normierten lokalen differentiellen Leitwerte der beiden Tunnelkontakte der Proben DC1, DC2 und DC3. g_0 wurde für alle Proben durch Anfitzen des BTK-Modells ermittelt. Die Kurven für die Proben DC1 und

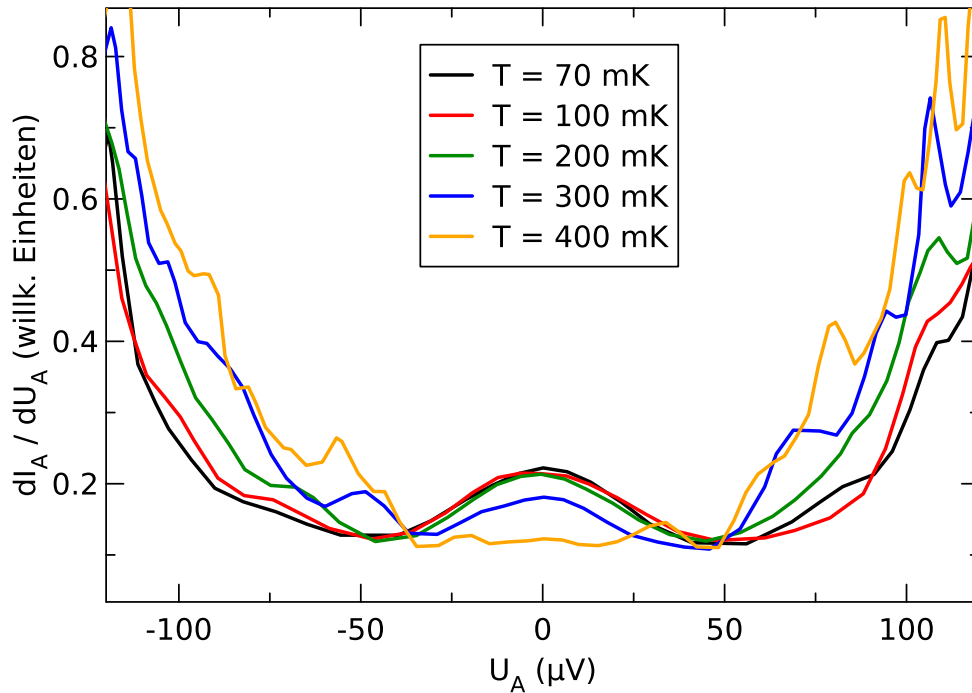


Abbildung 4.5: Differentieller Leitwert des Kontakts A der Probe DC1 bei unterschiedlichen Temperaturen. Die Kurven wurden zur besseren Sichtbarkeit horizontal verschoben. Alle Temperaturen liegen deutlich unter der Sprungtemperatur T_c .

DC2 decken sich sehr gut. Aus dem Rahmen fällt Kontakt B der Probe DC3. Der im Vergleich sehr große normierte Leitwert in der Energielücke und das Fehlen von ausgeprägten Schultern könnten Zeichen von Oxidfehlern sein. Die Probe wurde trotzdem gemessen, auch um die Auswirkungen eines solchen Kontaktes zu untersuchen. So verhält es sich auch bei Probe DC4, deren B-Kontakt dem von Probe DC3 ähnlich ist. Diese beiden Proben stammten aus einem Fertigungsprozess und wiesen im Vergleich zu den anderen Proben wesentlich hochohmigere B-Kontakte auf (vgl. Tabelle 4.1).

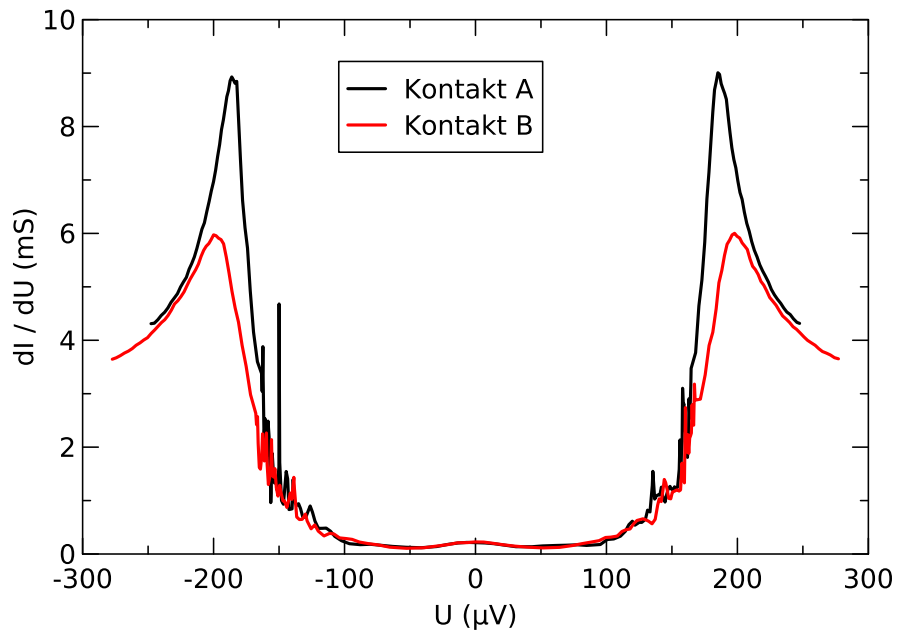


Abbildung 4.6: Vergleich der beiden Tunnelkontakte von Probe DC1.

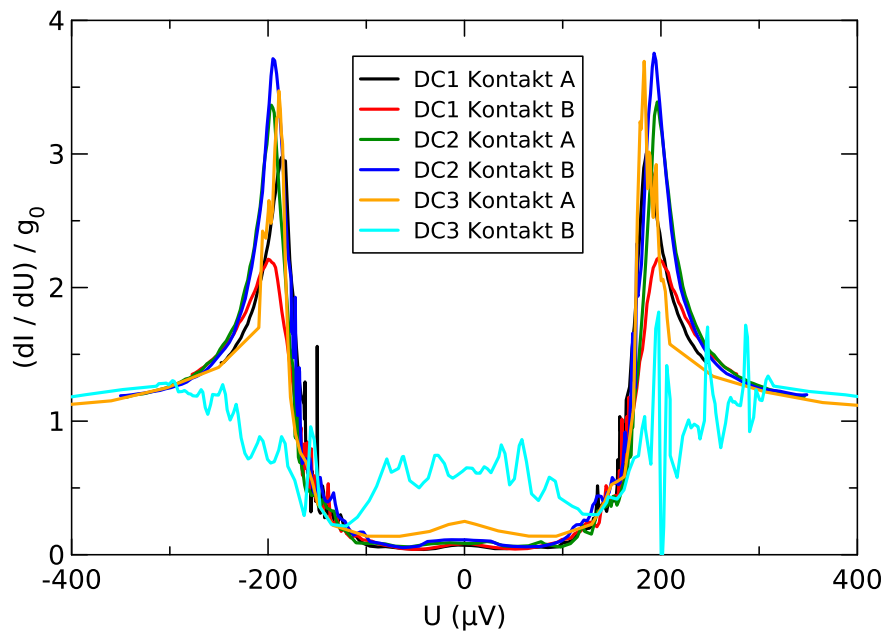


Abbildung 4.7: Vergleich der auf den normalleitenden Wert g_0 normierten differentiellen Leitwerte der Proben DC1, DC2 und DC3.

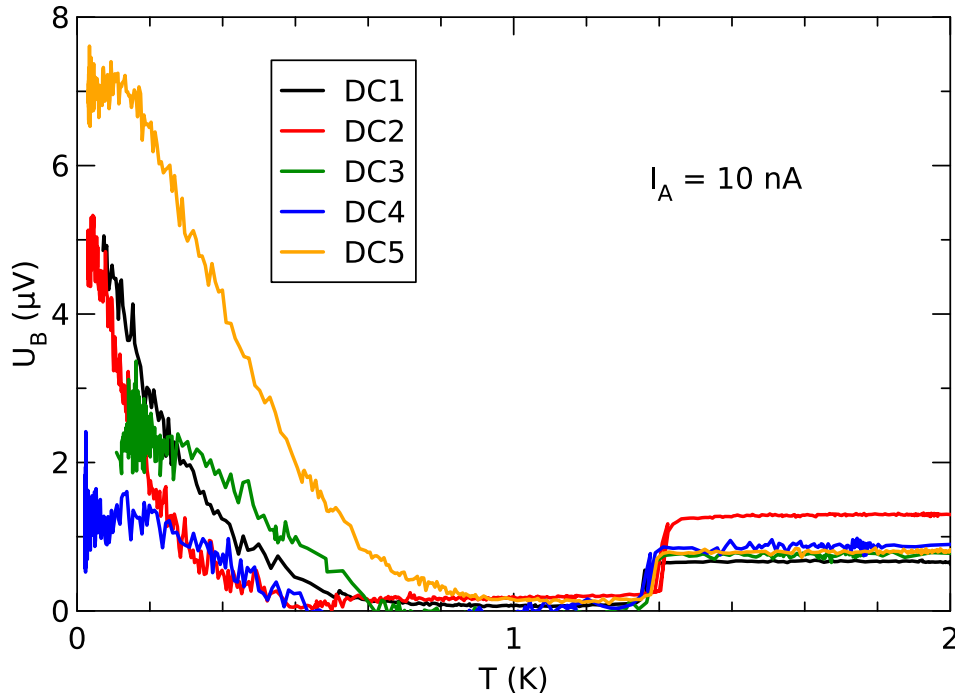


Abbildung 4.8: Nichtlokale Spannung U_B als Funktion der Temperatur T der Probe.

4.1.2 Nichtlokal

Nach der Charakterisierung der Kontakte bei 4 K wurden die Proben in einer nichtlokalen Konfiguration (R_{2145} , Strom über Kontakt A injiziert und Spannung an Kontakt B abgegriffen, im weiteren als A-B bezeichnet) abgekühlt. Der Strom war dabei auf einen möglichst kleinen Wert (10 nA) eingestellt und wurde, außer bedingt durch die endliche Steifigkeit der Quelle, nicht verändert. Die dabei gemessene nichtlokale Spannung ist in Abbildung 4.8 gezeigt.

Oberhalb der Sprungtemperatur ist eine Spannung messbar, die jedoch lediglich aus dem Spannungsabfall am normalleitenden Aluminium resultiert (die Messung ist nur unterhalb von T_c und in der Energielücke nichtlokal). Beim Übergang in den supraleitenden Zustand verschwindet diese. Bei weiterer Abkühlung findet man bei allen gezeigten Proben eine zunehmende positive Spannung, die gemäß dem Detektionsschema auf elastisches Kottunneln als verantwortlichen Prozess schließen lässt. Die Temperatur, ab der eine nichtlokale Spannung auftritt, liegt deutlich unterhalb von T_c bei etwa 600 – 800 mK. Bei tiefsten Temperaturen tritt Sättigung ein, die von Probe

zu Probe unterschiedlich ist. Ab hier sinkt vermutlich die effektive Elektronentemperatur aufgrund von eingekoppelten Störungen nicht mehr weiter.

Die maximale Spannung variiert deutlich zwischen den Proben, mit etwa $7\ \mu\text{V}$ fällt sie bei DC5 am größten aus, bei Probe DC4 mit $1.5\ \mu\text{V}$ am kleinsten. Die absoluten Werte der Spannung sind allerdings schlecht untereinander vergleichbar, da für die Proben die Injektorspannung aufgrund der unterschiedlichen lokalen Widerstände verschiedene Werte haben kann. Falls die nichtlokale Spannung von der Spannung am Injektorkontakt abhängt, was, wie gleich gezeigt werden wird, der Fall ist, ist der direkte Vergleich nicht sinnvoll. Zudem können Offset-Spannungen in beide Richtungen das Bild verfälschen. Die Aussagekraft der Abbildung 4.8 liegt daher weniger im absoluten Wert von U_B als viel mehr in der Tatsache, dass überhaupt eine temperaturabhängige nichtlokale Spannung messbar ist.

Die gefundene Temperaturabhängigkeit ist ein sehr starkes Indiz dafür, dass bei den betrachteten kleinen Injektorströmen (und damit auch geringen Injektorspannungen) die gemessene Spannung tatsächlich durch elastisches Kotunneln und nicht durch Charge Imbalance hervorgerufen wird. Zum Einen fehlt die für Charge Imbalance typische Spannungsspitze knapp unterhalb T_c . Zum Anderen erwartet man für Charge Imbalance ein Abnehmen der Spannung mit sinkender Temperatur. Somit zeigt die Abbildung, dass nichtlokale Effekte in allen Proben vorhanden und auch messbar sind. Die gemessene von Null verschiedene nichtlokale Spannung steht im Widerspruch zu den Theorien, die für das Tunnellimit eine exakte gegenseitige Aufhebung von elastischem Kotunneln und nichtlokaler Andreev-Reflexion vorhersagen. Es muss also ein Mechanismus vorhanden sein, der die exakte gegenseitige Aufhebung verhindert.

Es stellt sich dann die Frage nach der Abhängigkeit der nichtlokalen Spannung von der Energie der Ladungsträger bzw. der Spannung am Injektorkontakt. Dazu ist in Abbildung 4.9 zunächst das Ergebnis der Messung der Strom-Spannungs-Kennlinie an der Probe DC1 in der selben Konfiguration AB wie beim Abkühlen gezeigt. Die Messkurve zeigt eine deutliche Abhängigkeit vom Injektorstrom. Für $|I_A| > 300\ \text{nA}$ ist der Verlauf linear, dieser Bereich entspricht Energien oberhalb der Energielücke, wie durch Vergleich mit Abbildung 4.1 gesehen werden kann. Dies entspricht einer Messung der Charge Imbalance durch die injizierten Quasiteilchen. Innerhalb der Energielücke findet man einen komplexen Verlauf. Beginnend bei $I_A \approx -100\ \text{nA}$ ist die Änderung der nichtlokalen Spannung mit dem Injektorstrom zunächst negativ, wobei die Änderungsrate größer wird. Um den Nullpunkt herum gibt es eine sehr schnelle Zunahme von U_B , die dann wieder in einen Bereich mit kleiner negativer Steigung übergeht.

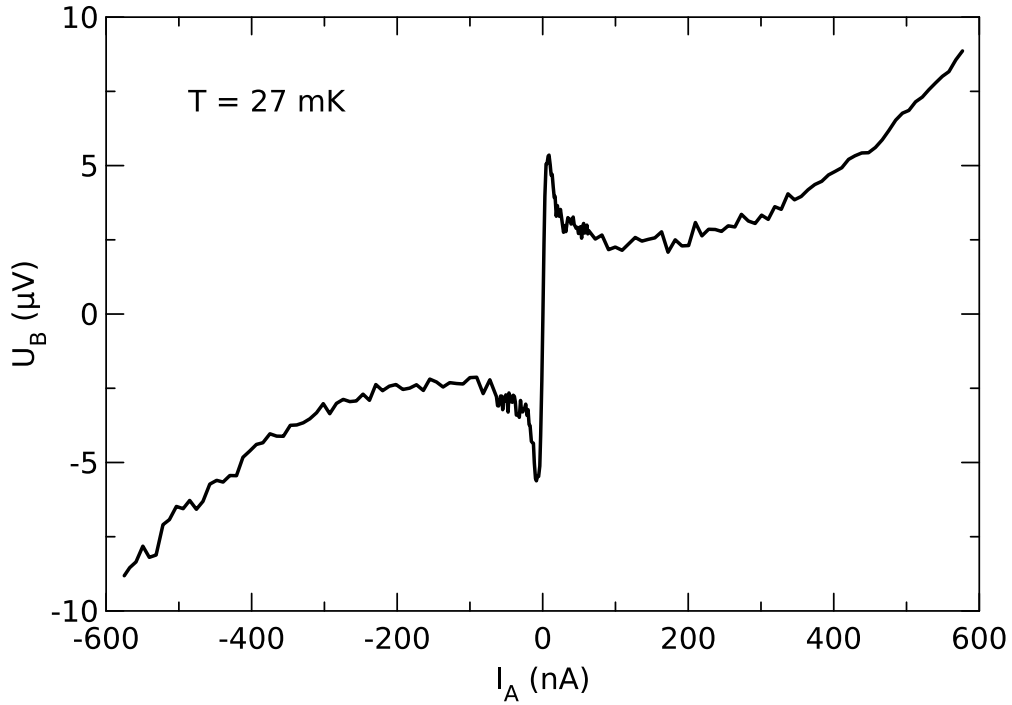


Abbildung 4.9: Nichtlokale Spannung als Funktion des Injektorstromes für die Konfiguration AB (A Injektor, B Detektor) bei Probe DC1.

Für die weitere Diskussion der Daten ist es sinnvoll, mit Hilfe der Ergebnisse der lokalen Messung von Kontakt A (vgl. Abbildung 4.1) die Injektorströme I_A in Spannungen U_A umzurechnen. Dadurch erhält man die gewünschte Darstellung in Abhängigkeit von der Energie ($E = e \cdot U$). Außerdem ist es vorteilhaft, vor dieser Transformation den differentiellen nichtlokalen Widerstand $r_{AB} = dU_B/dI_A$ zu bilden und dann $r_{AB}(U_A)$ zu betrachten. An dieser Größe lassen sich die variierenden Beiträge von elastischem Kotunneln und nichtlokaler Andreev-Reflexion besser ablesen, da das differentielle Signal nur den Beitrag bei der entsprechenden Energie misst, während das integrale Signal $U_B(U_A)$ die Summe aller Beiträge bis zur betrachteten Energie angibt. Abbildung 4.10 zeigt den numerisch ermittelten differentiellen nichtlokalen Widerstand $r_{AB} = dU_B/dI_A$ über der Injektorspannung U_A .

Dieser weist bei $U_A = 0$ ein deutlich ausgeprägtes Maximum von etwa 1200Ω auf, welches im gewählten Detektionsschema einem dominierenden Anteil von elastischem Kotunneln entspricht. Um dieses Maximum herum findet sich beidseits ein Bereich mit deutlich negativem r_{AB} , der Nulldurchgang liegt bei $|U_A| \approx 50 \mu\text{V}$. In diesem Bereich trägt nichtlokale Andreev-Reflexion

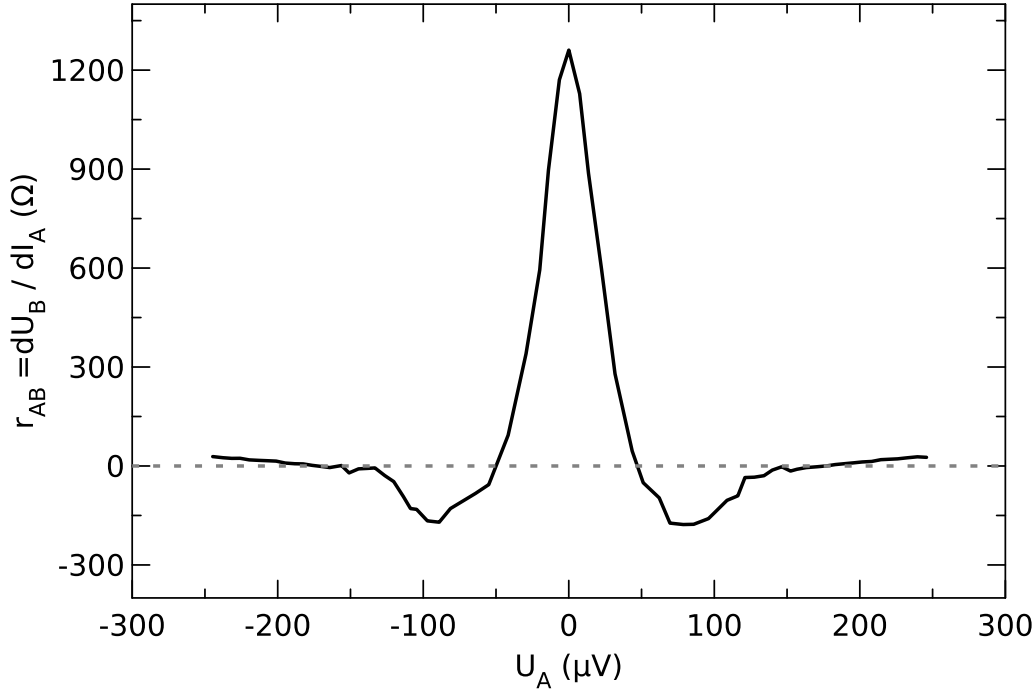


Abbildung 4.10: Numerisch ermittelter differentieller nichtlokaler Widerstand für die Konfiguration AB an Probe DC1 als Funktion der Injektorspannung U_A .

stärker bei als Kotunneln. Die Minima werden bei $|U_A| \approx 85 \mu\text{V}$ erreicht, der minimale differentielle Widerstand beträgt etwa -200Ω . Mit zunehmender Energie verschwindet der negative differentielle Widerstand wieder. Für $|eU_A| > \Delta$ ist in r_{AB} nur noch ein kleiner positiver Beitrag durch Quasiteilchentransmission vorhanden. Insgesamt lässt sich also feststellen, dass ein ausgeprägtes nichtlokales Signal mit einer deutlichen Energieabhängigkeit vorhanden ist, mit einem Übergang zwischen überwiegendem elastischem Kotunnel ($g_{EC} > g_{CAR}$) zu überwiegender nichtlokaler Andreev-Reflexion ($g_{CAR} > g_{EC}$).

Das beschriebene Verhalten findet sich bis auf leichte Abweichungen auch bei Vertauschen der Injektor- und Detektorkontakte (Konfiguration BA, Stromfluss über B und Spannung an A gemessen). Gleichfalls werden entsprechende Kurven auch bei allen anderen DC-Proben gemessen. Auffallend ist bei den Proben DC3 und DC4 die stark negative Steigung von U_A , entsprechend einem starken Beitrag von nichtlokaler Andreev-Reflexion in der

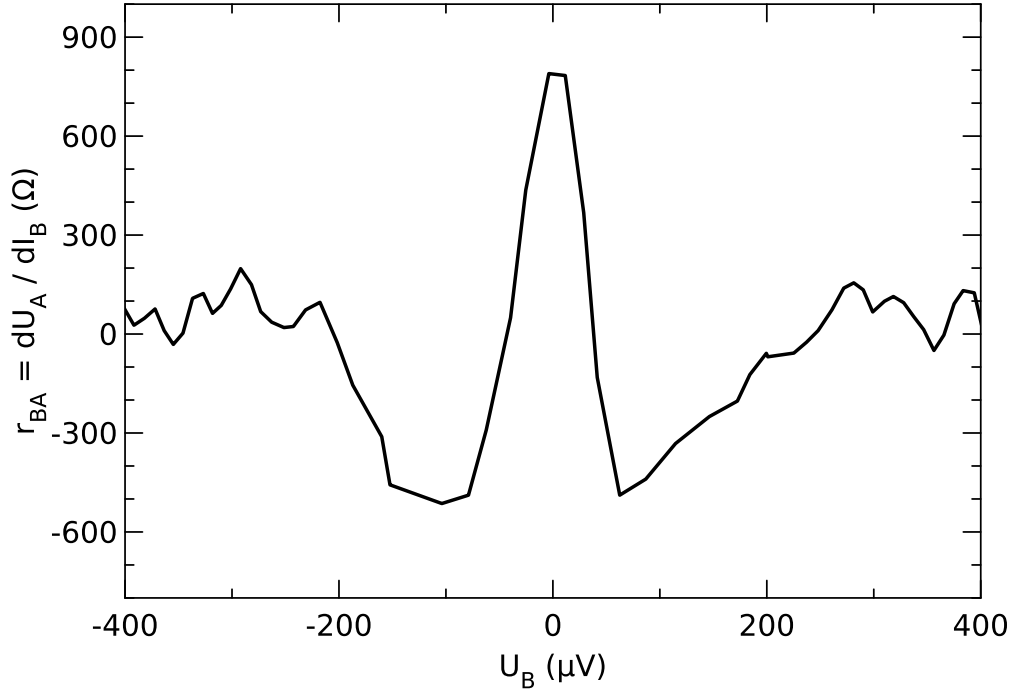


Abbildung 4.11: Nichtlokaler differentieller Widerstand der Probe DC3 in Konfiguration BA.

Konfiguration BA. Der differentielle Widerstand für die Probe DC3 in dieser Konfiguration ist in Abbildung 4.11 dargestellt.

Das Maximum bei Null ist kleiner als bei Probe DC1, die Minima sind hingegen deutlich ausgeprägter. Der Beitrag von nichtlokaler Andreev-Reflexion erreicht hier fast die selbe Stärke wie der Beitrag durch Kotunneln bei $U_B = 0$. Es stellt sich die Frage nach der Ursache des stärkeren nichtlokalen Andreev-Beitrages. Die Probe weist eine geringe Transmissionswahrscheinlichkeit beim B-Kontakt auf, zeigt jedoch einen relativ großen Leitwert in der Energielücke (vgl. Abbildung 4.7). Dies scheint ein Hinweis darauf, dass die lokalen Eigenschaften der Kontakte Auswirkungen auf die Balance der nichtlokalen Effekte haben. Eine weitergehende Diskussion hierzu soll nach der Präsentation der Daten der Wechsellspannungsmessungen erfolgen.

Weiterhin wurde auch der Einfluss der Temperatur T der Probe sowie eines angelegten magnetischen Feldes B auf den nichtlokalen Transport untersucht. Abbildung 4.12 zeigt die Magnetfeldabhängigkeit der nichtlokalen Spannung. Die kleine Einfügung im Bild gibt einen Überblick über den lokalen Leitwert von Kontakt A bei den selben Feldwerten. Es ist zunächst

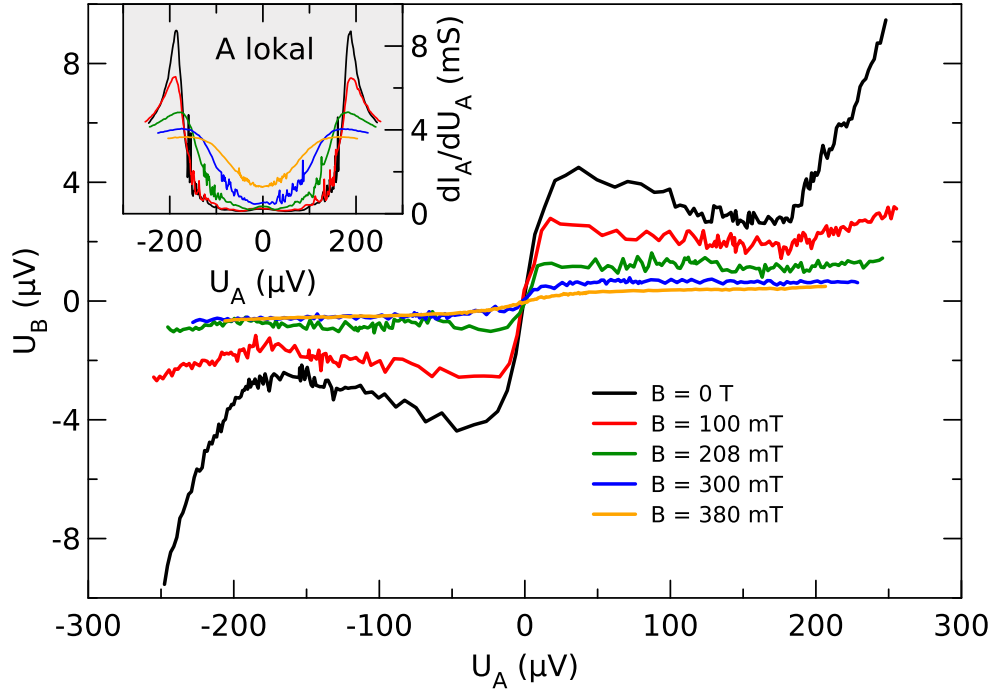


Abbildung 4.12: Abhängigkeit der nichtlokalen Spannung U_B vom angelegten Magnetfeld B . Die kleine Einfügung in grau zeigt den lokalen Leitwert von Kontakt A bei den selben Feldwerten. Das kritische Feld der gezeigten Probe DC1 betrug 460 mT.

festzustellen, dass ein deutlicher Einfluss des Magnetfeldes auf den nichtlokalen Transport vorhanden ist. Bei allen gezeigten Kurven war das Aluminium noch supraleitend, das kritische Feld für die Probe lag bei 460 mT. Die nichtlokalen Effekte werden durch das angelegte Magnetfeld deutlich unterdrückt. Bis zu einem Feld von 100 mT ändert sich dabei die Form der Kurven nicht wesentlich, es nimmt lediglich deren Amplitude ab. An den Kurven bei höherem Feld ist dagegen keine negative Steigung mehr zu erkennen, der Anstieg bei Null Injektorspannung bleibt jedoch bestehen. Das frühere Verschwinden der negativen Steigung könnte eine Folge der bei höheren Feldern erhöhten lokalen Leitwerte sein. Bei gegebenem nichtlokalem differentiellen Leitwert g_{AB} führt eine Erhöhung des lokalen Leitwerts zu einer Reduktion des nichtlokalen differentiellen Widerstandes gemäß $r_{AB} = \frac{g_{AB}}{g_A g_B}$ (vgl. Kapitel 2.5, das Vorzeichen ist für die hier angestellte Betrachtung irrelevant). Da die negativen Steigungen im Bereich $|U_A|$ zwischen $50 \mu\text{V}$ und $180 \mu\text{V}$ liegen, in dem

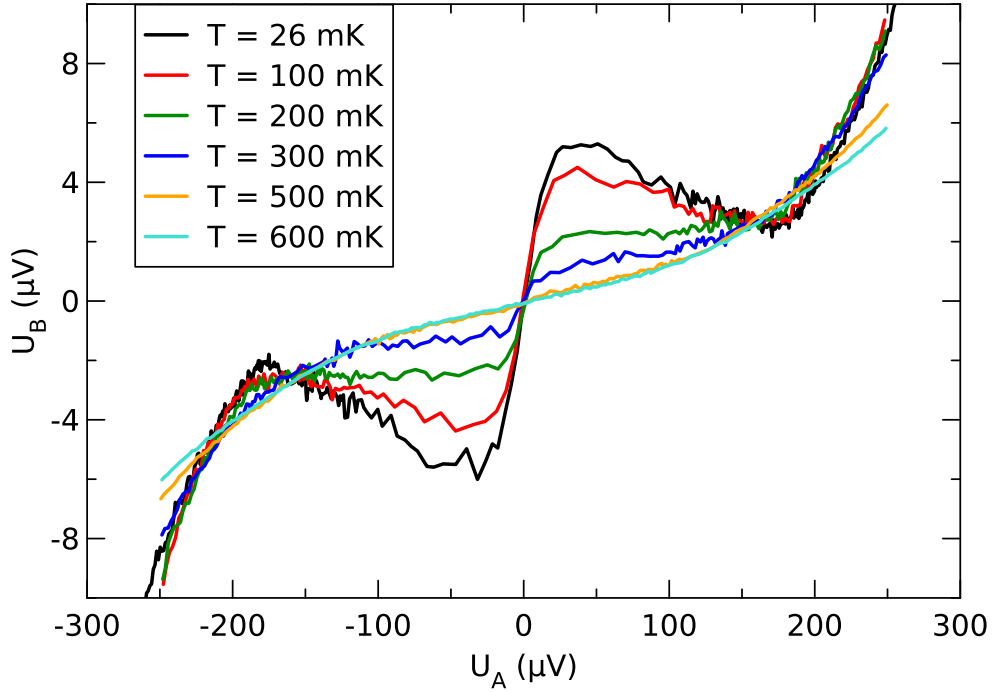


Abbildung 4.13: Temperaturabhängigkeit der nichtlokalen Spannung U_B für Probe DC1.

die Erhöhung des lokalen Leitwertes stärker ausfällt als um $U_A = 0$ herum, kann dies zu einem schnelleren Verschwinden der negativen Steigung führen.

Betrachtet man die Abhängigkeit der nichtlokalen Spannung von der Temperatur, so ergibt sich ein ähnliches Bild. Dies ist in Abbildung 4.13 gezeigt. Hier findet man eine deutliche Reduktion der nichtlokalen Spannung, wenn die Temperatur erhöht wird. Bei 200 mK ist keine negative Steigung mehr zu erkennen, was ebenfalls durch die Änderung des lokalen Leitwertes erklärt werden kann. Oberhalb der Energielücke zeigt sich in Feld- und Temperaturabhängigkeit ein deutlich unterschiedliches Verhalten. Aufgrund der Superposition der Quasiteilchen aus Elektron- und Lochwellen mit entgegengesetzten Wellenzahlen und Spin ist die deutliche Reduktion der nichtlokalen Spannung im Magnetfeld jedoch verständlich. Ein Magnetfeld führt zu einer Reduktion der Charge-Imbalance-Relaxationszeit τ_{Q^*} [45, 46] und damit auch zu einer Verringerung der durch Charge Imbalance verursachten Spannung am Detektor [47].

Die bisherigen Ergebnisse decken sich qualitativ sehr gut mit der Arbeit von Russo et al. [22], in der planare Normalleiter-Supraleiter-Heterostrukturen

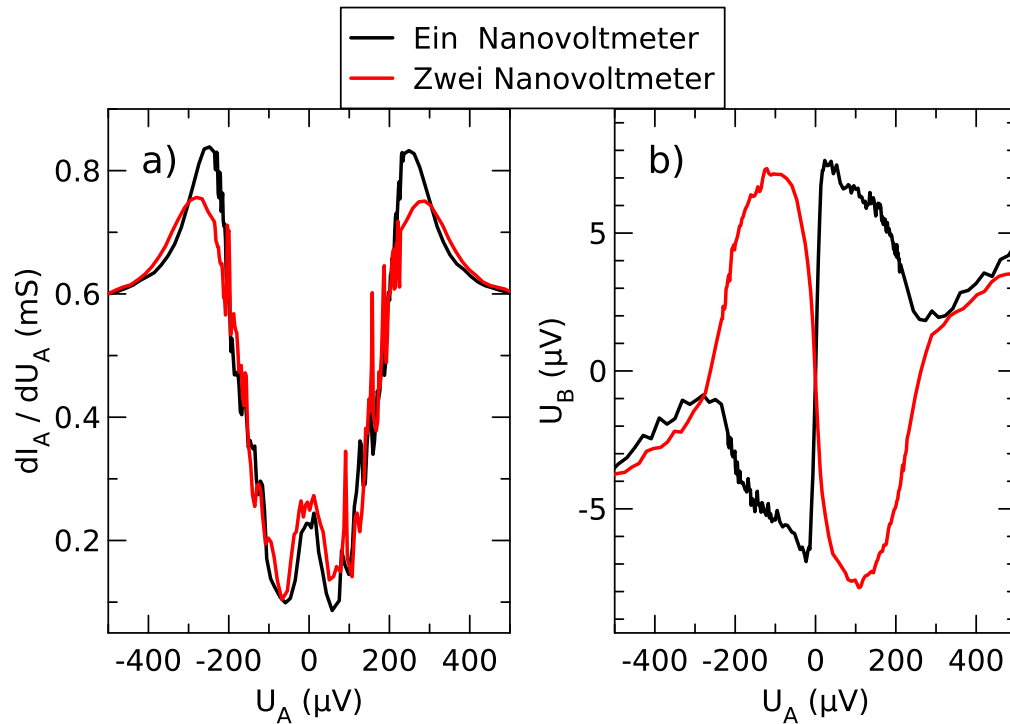


Abbildung 4.14: Einfluss des Messaufbaus auf den lokalen Leitwert (a) und die nichtlokale Spannung (b) an Probe DC5. Die schwarzen Kurven stammen aus Daten mit einem Messgerät, bei den roten Kurven wurden Strom und Spannung mit separaten Geräten gemessen.

untersucht wurden. Auch in diesen wurde elastisches Kottunneln bei geringen und nichtlokale Andreev-Reflexion bei höheren Injektorspannungen beobachtet. Die Magnetfeld- und Temperaturabhängigkeiten der zitierten Arbeit zeigten ebenfalls eine Abnahme bis hin zum Verschwinden der nichtlokalen Effekte bei Erhöhung von Feld oder Temperatur. Auch bei den anderen untersuchten Proben DC2 bis DC5 wurde dieses Verhalten wiedergefunden.

Es kann nicht ausgeschlossen werden, dass der Messaufbau selbst einen Einfluss auf die Proben hat. Bei kritischer Durchsicht der Rohdaten zeigt sich, dass die minimalen lokalen Leitwerte um $50\text{-}100 \mu\text{S}$ liegen, korrespondierend mit Z -Werten im BTK-Modell zwischen 3 und 4. Dies entspricht Transmissionswahrscheinlichkeiten zwischen 0,1 bis 0,05 im normalleitenden Zustand, wohingegen die aus den Widerständen der Tunnelkontakte bei Raumtemperatur abgeschätzten Werte (vgl. Tabelle 4.1) alle im Bereich 10^{-5} liegen. Diese Diskrepanz könnte eine Folge von Störungen sein, die durch das verwendete Nanovoltmeter eingekoppelt werden. Da solche Störungen von der

Raumtemperaturseite einkoppeln, wird deren Energieverteilung entsprechend hochenergetisch sein, was zur Injektion von Quasiteilchen führen könnte. Der Hauptanteil solcher Störungen sollte aber von den verwendeten passiven Tiefpässen am Kryostaten mit einer 3 dB-Frequenz von etwa 500 kHz ausgefiltert werden. Andererseits könnte das Stromrauschen der Geräte in diesem Frequenzintervall die Ursache der Störungen sein. Für die Größe des Stromrauschens werden vom Hersteller jedoch leider keine Angaben gemacht.

Ferner bestand der Verdacht, dass die als Tunnelkontakt ausgeführte und damit hochohmige Verbindung des Aluminiumstreifens zu den Zuleitungen zu Problemen im Zusammenhang mit dem zweiten Kanal des Nanovoltmeters führen könnte. Die beiden Kanäle sind nicht unabhängig voneinander, sondern intern verschaltet und nicht für die Messung von Potentialen ausgelegt, zwischen denen hohe Widerstände liegen. Für die Messung an der Probe DC5 wurde daher der Messaufbau modifiziert und statt mit den zwei Kanälen eines Nanovoltmeters mit zwei Geräten gearbeitet.

Abbildung 4.14 zeigt einen Vergleich von Messungen mit den zwei Aufbauten. Sie zeigt für Probe DC5 links den lokalen Leitwert von Kontakt A und rechts die nichtlokale Spannung über der Injektorspannung. Die schwarzen Kurven für den Fall, dass mit einem Nanovoltmeter gemessen wurde, zeigen das bereits von den anderen Proben bekannte Bild. Bei den roten Kurven wurden die nichtlokale Spannung und der Spannungsabfall über dem Referenzwiderstand der Stromquelle mit separaten Nanovoltmetern aufgenommen. Im lokalen Leitwert ist bei der Messung mit zwei Geräten an der Schulter oberhalb der Energielücke eine deutliche Reduktion gegenüber dem Aufbau mit nur einem Nanovoltmeter zu erkennen. In der Energielücke wird mit zwei Geräten ein erhöhter Leitwert gemessen. Dies zeigt, dass die Einkopplung von Störungen durch die verwendeten Nanovoltmeter durchaus ins Gewicht fällt und die Ursache für die beobachteten hohen Leitwerte in der Energielücke sein könnte. Die verrundete Form der roten Kurve in der nichtlokalen Messung ist ebenfalls eine Konsequenz der erhöhten Störungseinkopplung in die Probe.

Besonders drastisch fällt aber der Unterschied in der nichtlokalen Spannung aus. Oberhalb des Gaps stimmen die beiden Messungen der nichtlokalen Spannung zwar überein. Innerhalb der Energielücke jedoch führt die Messung mit zwei Nanovoltmetern zu einer scheinbaren Invertierung des Signals. Die Konfiguration des Messaufbaus hat also maßgeblichen Einfluss auf das Messergebnis. Andere externe Einflüsse, die zu Unterschieden zwischen den beiden Messungen führen könnten, sind auszuschließen. Die beiden Messungen fanden direkt nacheinander statt, ohne Änderungen an der Probenkonfiguration durchzuführen. Es muss sich daher mit hoher Sicherheit um den Einfluss der Messgeräte handeln. Der zugrundeliegende Effekt lässt sich aus den

vorhandenen Daten der Gleichstrommessung nicht erklären. Dieses Ergebnis war mit ausschlaggebend für den Übergang zum wechsellspannungsbasierten Lock-In-Verfahren. Eine mögliche Erklärung ergibt sich mit den Daten der Wechsellspannungsmessung. Diese wird nach der Diskussion der entsprechenden Ergebnisse in Abschnitt 4.2.2 vorgestellt.

Probe	AC1	AC2	AC3	AC4	AC5	AC6
H_{Al} [nm]	30	30	20	30	30	30
H_{Cu} [nm]	30	20	40	20	20	20
R_{A} [Ω]	996	1510	962	823	1990	889
R_{B} [Ω]	882	1250	856	660	2640	744
RRR	2.0	1.8	1.7	1.6	1.7	1.9
$\rho_{4\text{K}}^{\text{Al}}$ [$\mu\Omega\text{cm}$]	3.12	4.23	5.08	16.76	2.07	4.07
D [cm^2/s]	62.4	46.0	38.4	11.6	93.9	47.8
l_{el} [nm]	14	11	9	3	22	11
$ t_{\text{A}} ^2 \cdot (10^{-5})$	3.2	5.3	4.7	5.1	2.9	5.0
$ t_{\text{B}} ^2 \cdot (10^{-5})$	3.2	5.4	4.6	5.5	2.5	4.9
T_{c} [K]	1.38	1.38	1.5	1.31	1.38	1.5
Δ [μeV]	206	206	224	196	206	224
ξ [nm]	141	121	106	63	173	119
d_{AB} [nm]	300	97	80	70	120	74

Tabelle 4.2: Parameter der Proben der Wechselfspannungsmessung

4.2 Wechselfspannung: Differentieller Leitwert

Mit dem Übergang zum Lock-In-Verfahren mit Wechselfspannungsanregung wurde auch die Probenherstellung auf Dreischichtsysteme umgestellt (vgl. Kapitel 3.1). Die im Folgenden gezeigten Daten stammen primär von zwei Proben (AC2 und AC6) die repräsentativ für insgesamt sechs gemessene Proben sind. Sie wurden ausgewählt, da sie die größten Amplituden der nicht-lokalen Effekte aufweisen, was die Untersuchung und Diskussion einfacher macht. Bei Proben mit kleineren Signalen musste zu deren Detektion mit sehr großen Integrationszeiten (mehr als 200 Sekunden pro Datenpunkt) gearbeitet werden, um ein akzeptables Signal-zu-Rausch-Verhältnis zu erhalten. Als Konsequenz wurden an solchen Proben weniger verschiedene Messungen durchgeführt, es stehen jedoch ausreichende Daten zur Bestätigung des bei den Proben AC2 und AC6 gefundenen Verhaltens zur Verfügung.

4.2.1 Lokal

Wie bereits für die Gleichstrommessungen, soll auch hier zunächst die Charakterisierung und Diskussion der lokalen Eigenschaften von Injektor und Detektorkontakt erfolgen. Tabelle 4.2 gibt eine Übersicht über die Werte, die auch an den DC-Proben ermittelt wurden. Die Dickenangabe H_{Cu} zur Kupferschicht bezieht sich auf die zweite Kupferschicht, die die Injektor und

Detektorkontakte bildet. Die erste Schicht Kupfer zur metallischen Kontaktierung des Aluminiums betrug bei allen Proben 30 nm. Es wurde das selbe Messverfahren zur Ermittlung der angegebenen Werte angewandt, alle Messungen bei Raumtemperatur und bis hinab zu 4 Kelvin wurden mit der Widerstandsmessbrücke LR700 durchgeführt. Erst vor Beginn des Abkühlens mit der Mischungsstufe des Kryostaten wurde die Probe an den AC-Messaufbau angeschlossen. Der Vergleich mit den Probenparametern der DC-Proben zeigt etwas höhere spezifische Widerstände für das Aluminium, mit Schwankungen, für die keine Systematik angegeben werden kann. Besonders die Probe AC4 fällt durch einen sehr hohen spezifischen Widerstand auf.

Die höheren Widerstände der Tunnelkontakte resultieren aus kleineren Kontaktflächen, so dass die Transmissionskoeffizienten gegenüber den DC-Proben nicht wesentlich abweichen. Unter den AC-Proben ist mit Ausnahme von AC5 der Transmissionskoeffizient relativ konstant geblieben, was als Hinweis auf bessere Beherrschung des Oxidationsschrittes gewertet werden kann. Gegenüber dem bisher angewandten statischen Verfahren wurden diese Proben in einem Sauerstofffluss oxidiert. Die benutzten Sauerstoffdrücke lagen am unteren Ende des regelbaren Bereichs, so dass keine höheren Transparenzen erzielt werden konnten. Bei den Kontaktabständen wurden Fortschritte zu deutlich geringeren Werten hin erzielt, die jedoch teilweise durch die aufgrund der erhöhten spezifischen Widerstände gesunkenen Kohärenzlängen wieder kompensiert wurden. Bis auf die Probe AC4 konnten aber Abstände kleiner als ξ erreicht werden.

Der lokale Leitwert $g_A = dI_A/dU_A$ für die Probe AC2 ist in Abbildung 4.15 gezeigt. Die Kurve ist typisch für die mit der Wechselfeldspannungsmethode gemessenen Proben. Die Anregungswechselspannung betrug $5 \mu\text{V}$, so dass die Anregungsenergie nicht wesentlich über der thermischen Energie lag. Eine nachträgliche Filterung der Daten wurde nicht vorgenommen. Zunächst fällt die deutlich bessere Qualität der Daten im Vergleich mit den Gleichstromdaten auf (vgl. Abbildung 4.2). Die Kurve ist gegenüber dem numerisch differenzierten Gegenstück der DC-Messung deutlich glatter und weist eine effektive Temperatur auf, die mit der gemessenen identisch ist. Der Leitwert für Spannungen innerhalb der Energielücke ist deutlich kleiner als bei den Gleichstrommessungen, was ein weiterer Hinweis auf weniger Störungseinkopplung durch den Messaufbau ist. Für die Energielücke findet man durch Fitten mit der BTK-Theorie ein Wert von $\Delta = 204 \mu\text{V}$, konsistent mit dem aus der kritischen Temperatur gefundenen Wert in Tabelle 4.2. Gegenüber den Gleichstrommessungen, die einen typischen Wert von $\Delta = 180 \mu\text{V}$ aufwiesen, bedeutet das eine Erhöhung um rund $20 \mu\text{V}$. Der höhere Wert für die Lock-In-Messung ist sehr wahrscheinlich ebenfalls eine Konsequenz der geringeren Störungseinkopplung dieser Methode, da keine Anhaltspunkte für

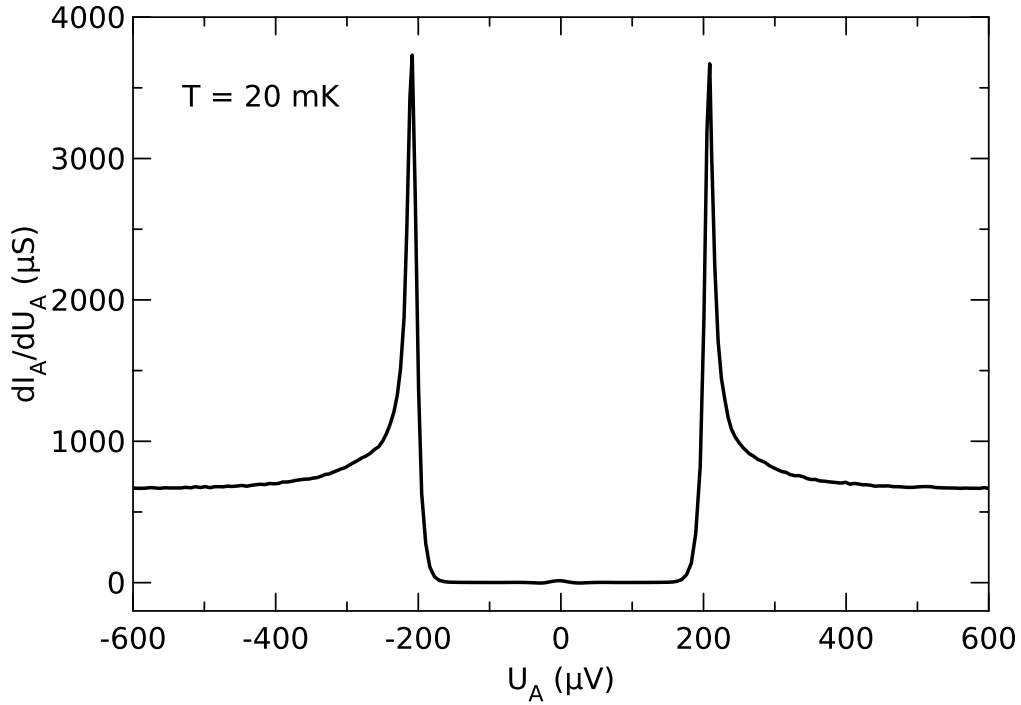


Abbildung 4.15: Lokaler differentieller Leitwert von Kontakt A der Probe AC2.

einen wesentlichen Unterschied des Aluminiums selbst vorhanden sind. Wie bereits bei den Gleichstrommessungen findet man auch hier in der Energielücke eine Struktur des differentiellen Leitwerts um $U_A = 0$ herum.

In Abbildung 4.16 ist diese Struktur vergrößert dargestellt. Die Messdaten sind darin als offene Kreise dargestellt. Es findet sich ein zentrales Maximum mit kleineren Nebenmaxima bei etwa $60 \mu\text{V}$. Dazwischen nimmt der lokale differentielle Leitwert negative Werte an, die Nulldurchgänge liegen bei $U_A \approx \pm 15 \mu\text{V}$. Die negativen Minima befinden sich bei $U_A \approx \pm 23 \mu\text{V}$, danach folgen erneut Nulldurchgänge bei $U_A \approx \pm 39 \mu\text{V}$. Wie bereits an den DC-Proben lässt sich das zentrale Maximum sehr gut mit der auch dort benutzten diffusiven Reflectionless-Tunneling-Theorie fiten, wie die grüne Kurve zeigt. Dass Nebenmaxima vorhanden sind, kann prinzipiell durch ballistisches Reflectionless Tunneling erklärt werden, die rote Kurve ist ein Fit für die ballistische Theorie [39]. Auch diese passt gut zum zentralen Maximum. In Anbetracht des stark diffusiven Transports in den betrachteten Proben ist zunächst fragwürdig, ob eine ballistische Theorie zur Erklärung der Daten überhaupt in Frage kommt. Eine Röntgenstrukturanalyse von unter

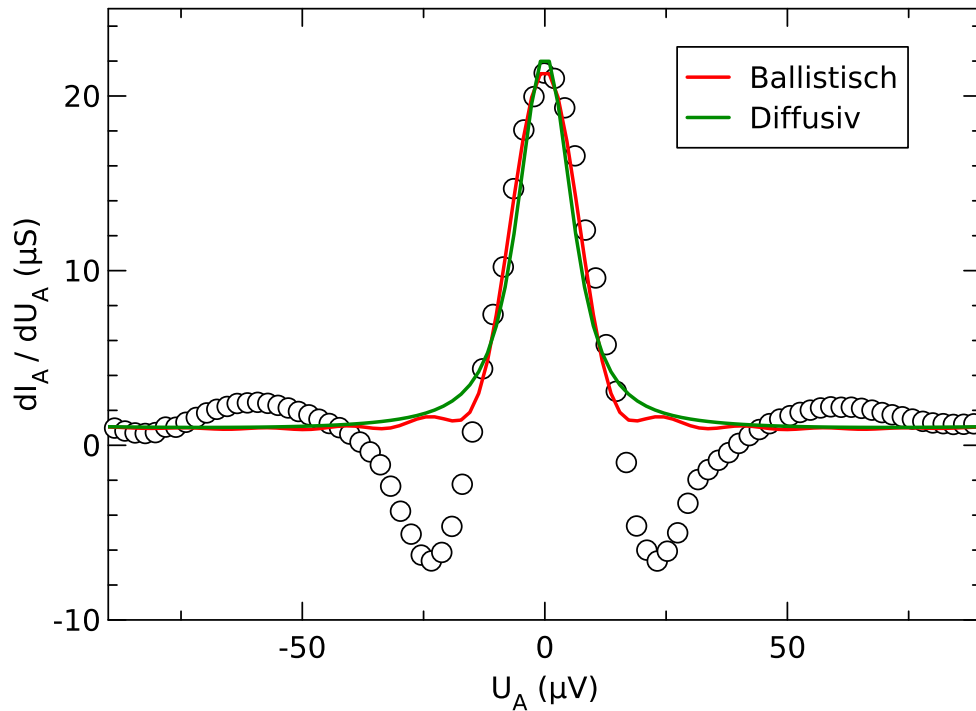


Abbildung 4.16: Vergrößerte Darstellung des lokalen differentiellen Leitwerts für Kontakt A der Probe AC2 (Kreise). Die rote Kurve ist ein Fit mit ballistischem, die grüne Kurve mit diffusivem Reflectionless Tunneling.

ähnlichen Parametern aufgedampftem Kupfer zeigte für dieses eine deutliche Texturierung in der (111)-Ebene. Da die Dicke des Kupferfilmes in etwa der freien Weglänge entspricht, erscheint es daher möglich, dass die Bewegung innerhalb von Korngrenzen ballistisch erfolgt. Das Problem bei der Anpassung der ballistischen Theorie sind die Bereiche mit negativem differentiellen Leitwert. Ein negativer Leitwert wird von keiner Reflectionless-Tunneling-Theorie vorhergesagt. Es muss sich dabei also um einen zusätzlichen Effekt handeln. Dies führt zu der Frage, ob der negative differentielle Leitwert eine spezifische Eigenschaft der betrachteten Probe ist. Dies kann verneint werden, da an den Proben AC1, AC5 und AC6 ebenfalls lokale negative differentielle Leitwerte gefunden wurden. Die Proben AC3 und AC4 zeigten keinen negativen lokalen Leitwert, aber auch hier lagen Nebenmaxima vor. Im Vergleich mit den Gleichstrommessungen ist die Frage naheliegend, ob ein ähnliches Verhalten, d.h. ein Unterschwingen unter den beobachteten Andreev-Leitwert, bei den dortigen Proben, im Prinzip vorhanden war, jedoch aufgrund der Auflösung der Messmethode unerkannt blieb. Betrachtet

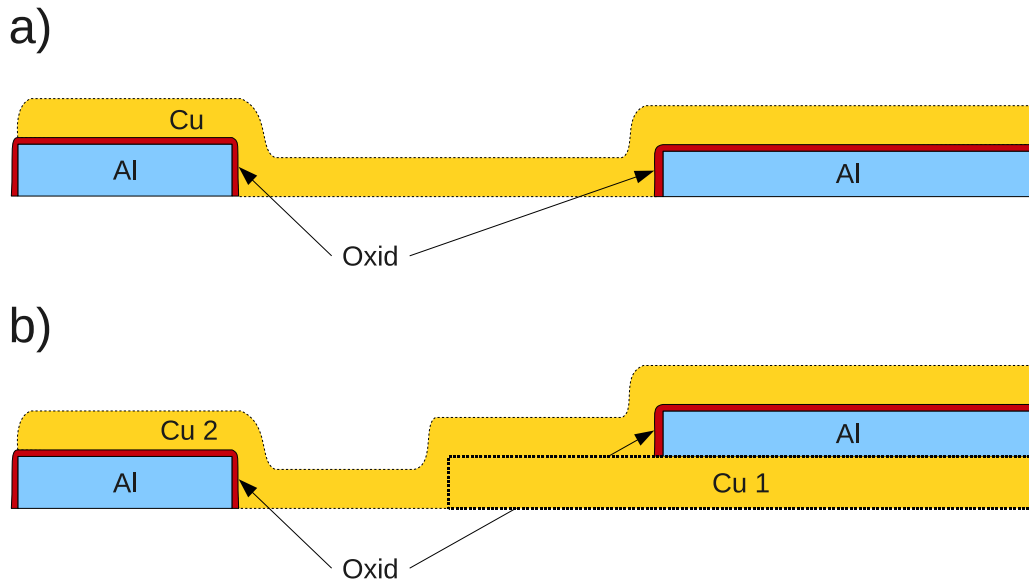


Abbildung 4.17: Schnitt durch die Längsachse des Injektorkontaktes und der Zuleitung für ein Zweischicht- (a) und für ein Dreischichtsystem (b). Das Aluminium links gehört zum quer verlaufenden Streifen, die zugehörigen Kupferschichten weiter links sind nicht eingezeichnet.

man die Werte von Maximum und Minimum in Abbildung 4.16, so findet man Werte von etwa $21 \mu\text{S}$ zu $7 \mu\text{S}$, mithin ein Verhältnis 3:1, das auch bei AC1 und AC6 beobachtet wurde. Das kleinste entsprechende Verhältnis weist Probe AC5 mit etwa 5:1 auf. Bei ähnlichen Amplitudenverhältnissen in den DC-Proben wäre ein solches Unterschwingen noch auflösbar gewesen, wurde jedoch nicht beobachtet. Der Messaufbau selbst kommt als Ursache nicht in Betracht, da zwischen den Proben mit unterschiedlichem Verhalten keine Modifikationen daran vorgenommen wurden. Daraus muss geschlossen werden, dass es sich bei dem negativen differentiellen Leitwert um einen intrinsischen Effekt der bei der AC-Messung verwendeten Proben handelt.

Der wesentliche Unterschied in der Probenherstellung war das Hinzufügen der zusätzlichen Kupferschicht. Anpassungen am Layout der Proben erfolgten nur, um die Berührungsfreiheit der zusätzlichen Schicht mit den funktionellen Teilen der Probe sicherzustellen. Es erscheint daher folgerichtig, die Ursache für den negativen differentiellen lokalen Leitwert in Prozessen im Zusammenhang mit dieser Kupferschicht zu suchen. In Abbildung 4.17 ist ein Schnitt entlang der Längsachse des Injektorkontaktes und der Zuleitung für Zwei- (a) und Dreischichtproben (b) schematisch dargestellt. Im ersten Fall sind alle Verbindungen zwischen Kupfer und Aluminium durch Tunnel-

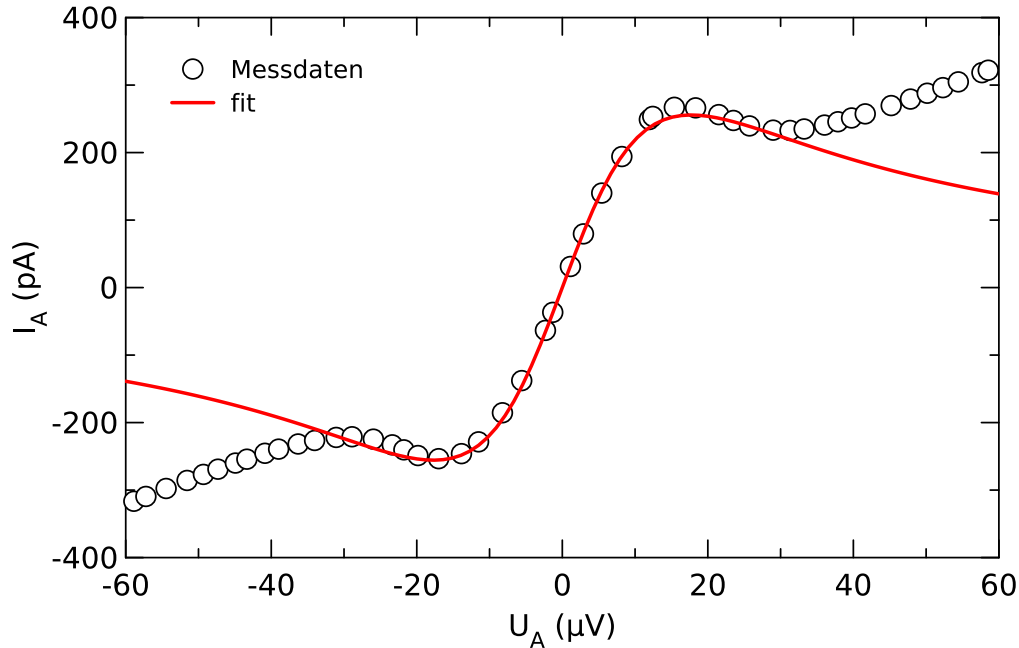


Abbildung 4.18: Vergleich der lokalen Strom-Spannungs-Kennlinie der Probe AC6, die durch Integration gewonnen wurde (Kreise) mit einer Theorie für inkohärentes Josephson-Tunneln im Regime kleiner Josephson-Energie E_J (rote Kurve).

kontakte gegeben. Für das Dreischichtsystem besteht jedoch in der Zuleitung zwischen der ersten Kupferlage (Cu 1) und dem Aluminium metallischer Kontakt. Bei Referenzmessungen wurde festgestellt, dass in einer Doppelschicht aus 30 nm Kupfer und 30 nm Aluminium in direktem Kontakt, wie sie bei den AC-Proben in der Zuleitung vorliegt, die Doppelschicht aus Aluminium- und Kupferfilm durch den Proximityeffekt supraleitend wird. Die kritische Temperatur dafür liegt bei etwa 150 mK. Der Abstand zwischen dem linken Aluminiumstreifen und der ersten Kupferschicht Cu1 beträgt etwa 300 nm. Durch die den Injektorkontakt bildende Kupferschicht Cu2 besteht indirekt eine Verbindung zwischen dem querliegenden Aluminiumstreifen und der Kupferschicht Cu1. Wenn diese supraleitend ist, kann durch diese indirekte Verbindung prinzipiell ein Josephson-Tunneln [48] stattfinden. Vermöge der Tunnelbarriere zwischen Aluminium und Kupfer Cu2 und dem Abstand zur Kupferschicht Cu1, der mehrere hundert Nanometer beträgt, kann die Kopplung nur sehr gering sein. Die schwache Kopplung bedeutet einen entsprechend geringen Wert der Josephson-Energie E_J .

Zur Überprüfung, ob Cooper-Paar-Tunneln die Ursache für die negativen differentiellen Leitwerte sein kann, wurde in Abbildung 4.18 ein Vergleich mit einer Theorie für kleine Josephson-Kontakte mit schwacher Kopplung [49, 50] unternommen. Um die Strom-Spannungs-Kennlinie des Kontakts zu erhalten, wurden die Daten der Probe AC6 numerisch integriert. Die Übereinstimmung der roten Fitkurve mit den Daten ist für den Bereich $|U_A| \leq 35 \mu\text{V}$, innerhalb dessen die negativen differentiellen Leitwerte liegen, relativ gut gegeben. Die Abweichung bei höheren Energien ist eine Folge der dort auftauchenden Nebenmaxima. Dies zeigt, dass Josephson-Effekte tatsächlich eine mögliche Ursache für die beobachteten negativen differentiellen Leitwerte sein können. Das gefundene Verhalten lässt sich daher am wahrscheinlichsten durch eine Mischung aus Reflectionless Tunneling und Josephson-Effekt in den Zuleitungen deuten. Für das Fehlen von negativen differentiellen Leitwerten bei den Proben AC3 und AC4 gibt es in diesem Kontext jedoch keine schlüssige Erklärung. Es erscheint möglich, dass für die Probe AC3 das Fehlen eines negativen Leitwerts auf die geringere Dicke des Aluminiumfilms zurückzuführen ist. Für die in dieser Probe vorliegenden 20 nm Aluminium auf 30 nm Kupfer ist anzunehmen, dass diese Doppelschicht aufgrund des Proximityeffekts als Ganzes nicht mehr supraleitend ist. Für die Probe AC4 ist der fehlende negative Leitwert dagegen vermutlich durch die gegenüber den anderen Proben um einen Faktor drei geringere Diffusionskonstante und damit entsprechend kleinere Thouless-Energie zu erklären.

Das Verhalten des lokalen Leitwertes für Spannungen im Bereich der Energielücke wurde auch für verschiedene Magnetfelder untersucht. Dies ist in Abbildung 4.19 für die Probe AC2 dargestellt. Die Unterdrückung der vorhandenen Struktur mit angelegtem Feld ist deutlich zu sehen. Das kritische Feld des Aluminiums dieser Probe war 600 mT. Bereits bei einem Feld von 100 mT ist die Struktur im Leitwert fast ganz verschwunden, lediglich eine sehr kleine Erhöhung bei Null ist noch zu erkennen. Das Feld für das Verschwinden der Struktur entspricht hier, wie auch bereits bei den DC-Proben, in etwa einem magnetischen Fluss von einem Flussquant durch die Kontaktfläche. Dies ist konsistent mit der Annahme von Reflectionless Tunneling, wirft aber die Frage auf, wieso der negative differentielle Leitwert auf der selben Feldskala verschwindet. Eine mögliche Erklärung hierfür bildet folgende Überlegung. Josephson-Tunneln kann als ein Vorgang, der zwei Andreev-Reflexionen an den beiden Grenzflächen zu den beteiligten Supraleitern beinhaltet, betrachtet werden: ein Elektron, das an der einen Grenzfläche Andreev-reflektiert wird, gelangt als Loch zur zweiten Grenzfläche. Dort kann es ebenfalls Andreev-reflektiert werden, so dass erneut ein Elektron zur ersten Grenzfläche zurückläuft und ein neuer Zyklus beginnt. Innerhalb eines solchen Zyklus wird ein Cooper-Paar zwischen den Supraleitern ausgetauscht.

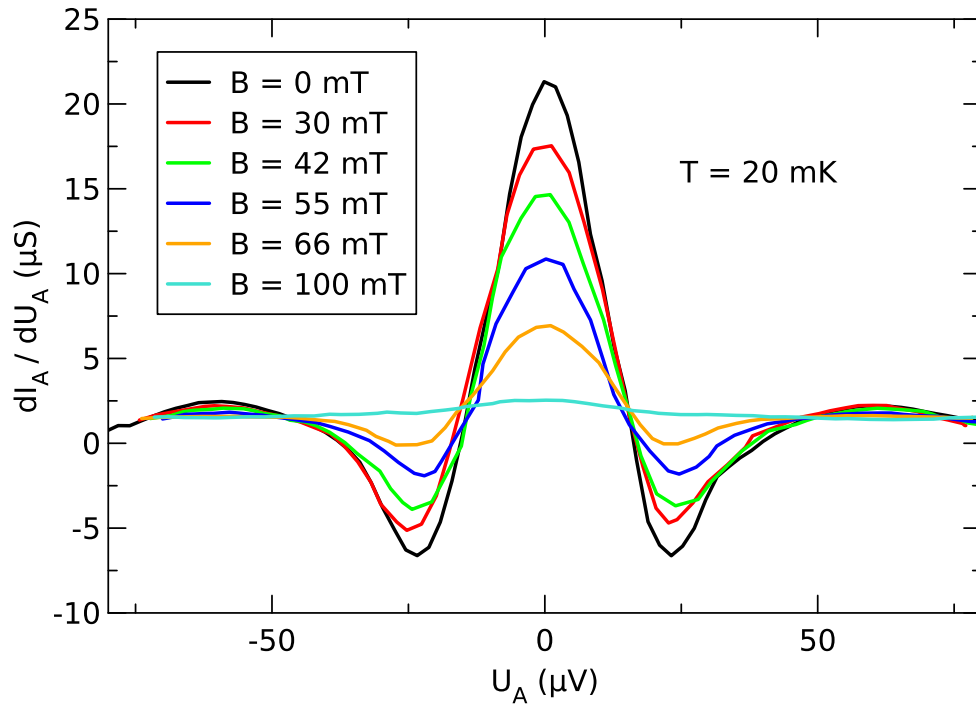


Abbildung 4.19: Differentieller lokaler Leitwert des Kontakts A der Probe AC2 bei verschiedenen Magnetfeldern.

Dies macht deutlich, dass die Wahrscheinlichkeit für Andreev-Reflexion eine wichtige Rolle für den Josephson-Effekt spielt. Für die hier betrachteten Proben ist der Kontakt zum einen Supraleiter (der durch den Proximity-Effekt supraleitenden Kupfer-Aluminium-Doppelschicht) metallisch, d.h. die Transmissionswahrscheinlichkeit liegt nahe bei eins. Der Kontakt zum anderen Supraleiter (dem Aluminiumstreifen) ist ein Tunnelkontakt, mit entsprechend geringer Transmissionswahrscheinlichkeit. Dieser Tunnelkontakt bildet den "Flaschenhals" für das Tunneln von Cooper-Paaren. Durch das Reflectionless Tunneling wird die geringe Transmissionswahrscheinlichkeit erhöht und somit das Josephson-Tunneln unterstützt. In diesem Bild ist einzusehen, dass bei Unterdrückung von Reflectionless Tunneling auch der Josephsonstrom abnehmen sollte.

Eine andere Interpretation der Daten ist möglich, wenn man davon ausgeht, dass das kritische Feld der proximity-induzierten Supraleitung in der Kupfer-Aluminium-Doppelschicht zwischen 66 und 100 mT liegt. Eine Messung dieser Größe existiert leider nicht, jedoch ist die Größenordnung nicht unrealistisch. Dann wäre das Verschwinden der Struktur im Leitwert bis zu

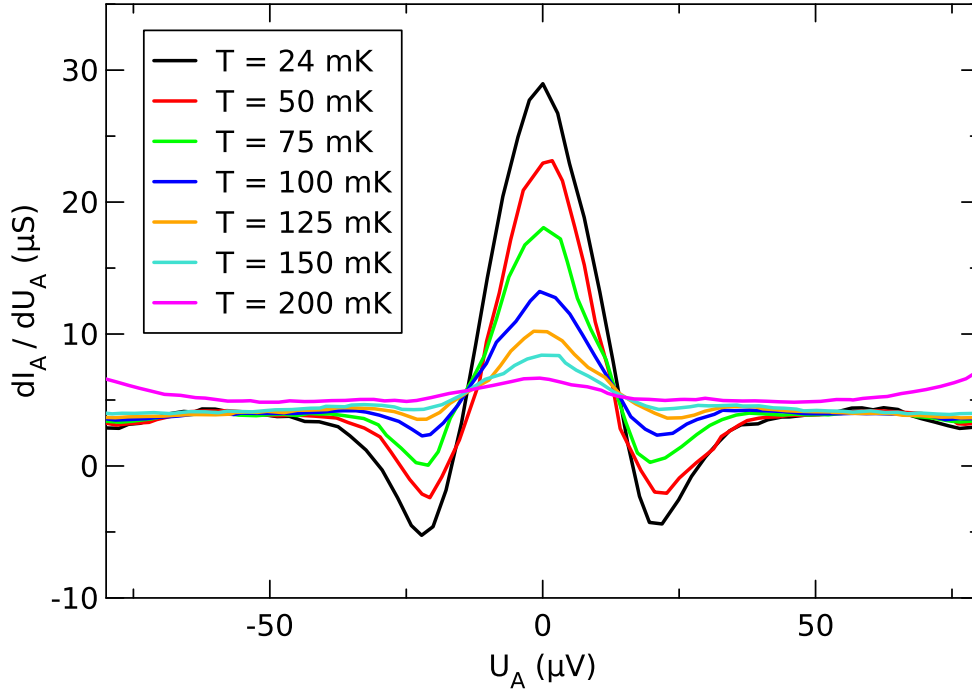


Abbildung 4.20: Differentieller lokaler Leitwert für Kontakt A der Probe AC6 bei verschiedenen Temperaturen.

100 mT mit der Unterdrückung der Supraleitung in der Zuleitung und damit dem Verschwinden des Josephson-Effekts zu erklären. Die geringe Erhöhung des Leitwertes bei $U_A = 0$ für 100 mT wäre dann der Restbeitrag von Reflectionless Tunneling. Offen bleibt in dieser Interpretation allerdings der Grund für das Skalieren der Nebenmaxima mit der Amplitude des Hauptmaximums.

Weitere Informationen sind durch die Temperaturabhängigkeit zu gewinnen. Der Leitwert bei verschiedenen Temperaturen wurde an Probe AC2 leider nicht ausreichend aufgelöst untersucht. Für die Probe AC6 sind entsprechende Daten aber verfügbar. Sie sind in Abbildung 4.20 wiedergegeben. Die Struktur im Leitwert verschwindet schnell bei Erhöhung der Temperatur. Bei 150 mK ist kein Unterschwingen unter den Leitwert bei höheren Energien mehr zu erkennen. Dies deckt sich mit der kritischen Temperatur der proximity-induzierten Supraleitung im Kupfer der Zuleitung. Ein kleines Maximum im Leitwert bei $U_A = 0$ bleibt aber auch noch bei 200 mK bestehen, wenn das Kupfer bereits wieder normalleitend ist. Hierin ist ein weiteres Indiz dafür zu sehen, dass sowohl Reflectionless Tunneling als auch Josephson-Tunneln für die Entstehung der Struktur im lokalen Leitwert ver-

antwortlich sind, wobei eine weitere Entflechtung der beiden Beiträge nicht möglich ist. Am wahrscheinlichsten erscheint somit die Annahme, dass Reflectionless Tunneling wie beschrieben das Josephson-Tunneln unterstützt und beide Effekte zum lokalen Leitwert beitragen.

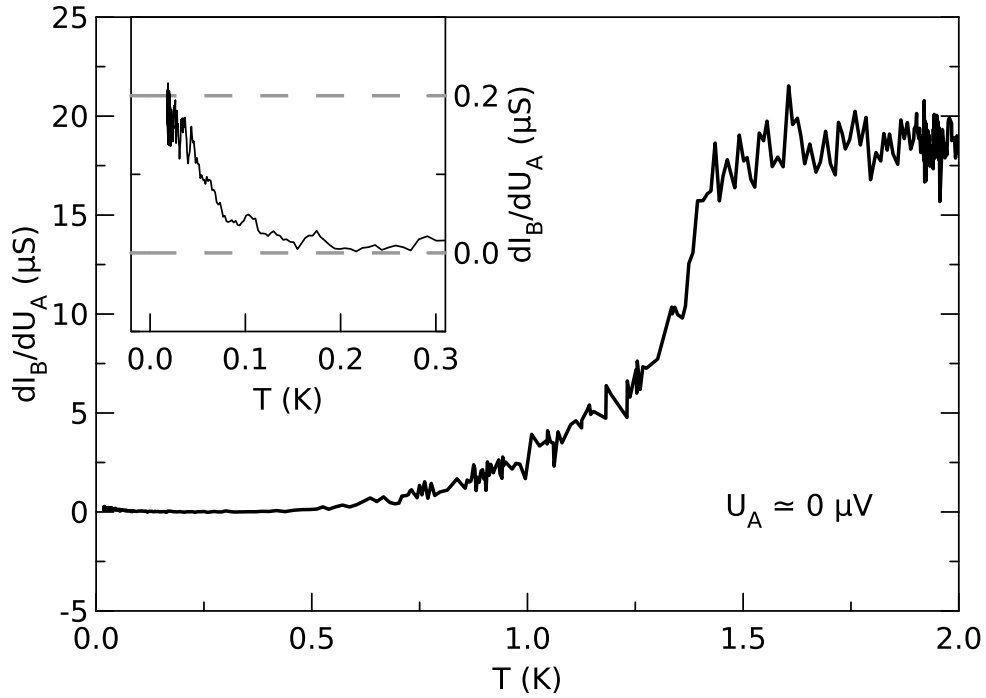


Abbildung 4.21: Temperaturabhängigkeit des differentiellen nichtlokalen Leitwerts dI_B/dU_A beim Abkühlen der Probe AC2. Die Einfügung zeigt eine Vergrößerung des Tieftemperaturbereichs.

4.2.2 Nichtlokal

Entsprechend dem Vorgehen bei den Gleichstrommessungen soll zunächst der nichtlokale differentielle Leitwert beim Abkühlen der Probe betrachtet werden. Es wurde in der Konfiguration AB (A Injektor, B Detektor) gemessen, die Anregungsspannung betrug $5 \mu\text{V}$. Die Injektorgleichspannung über Kontakt A wurde bei 4 K auf Null eingestellt, eine geringe Drift über die Zeitdauer der Messung, die über drei Stunden betrug, kann nicht ausgeschlossen werden, sollte jedoch lediglich im Bereich weniger μV liegen und keinen wesentlichen Einfluss auf das Ergebnis haben. Die gefundene Temperaturabhängigkeit von $g_{AB} = dI_B/dU_A$ für die Probe AC2 ist in Abbildung 4.21 gezeigt. Alle anderen Proben weisen qualitativ die selbe Temperaturabhängigkeit auf.

Oberhalb der kritischen Temperatur $T_c = 1.38 \text{ K}$ findet man für den Leitwert $g_{AB} \approx 19 \mu\text{S}$. Die gewählte Konfiguration ist gegenüber der Gleichstrommessung vollständig nichtlokal wie in Abbildung 3.5 gezeigt, d.h. der Detektor liegt außerhalb des Strompfades. Der nichtlokale Leitwert ist hier also keine

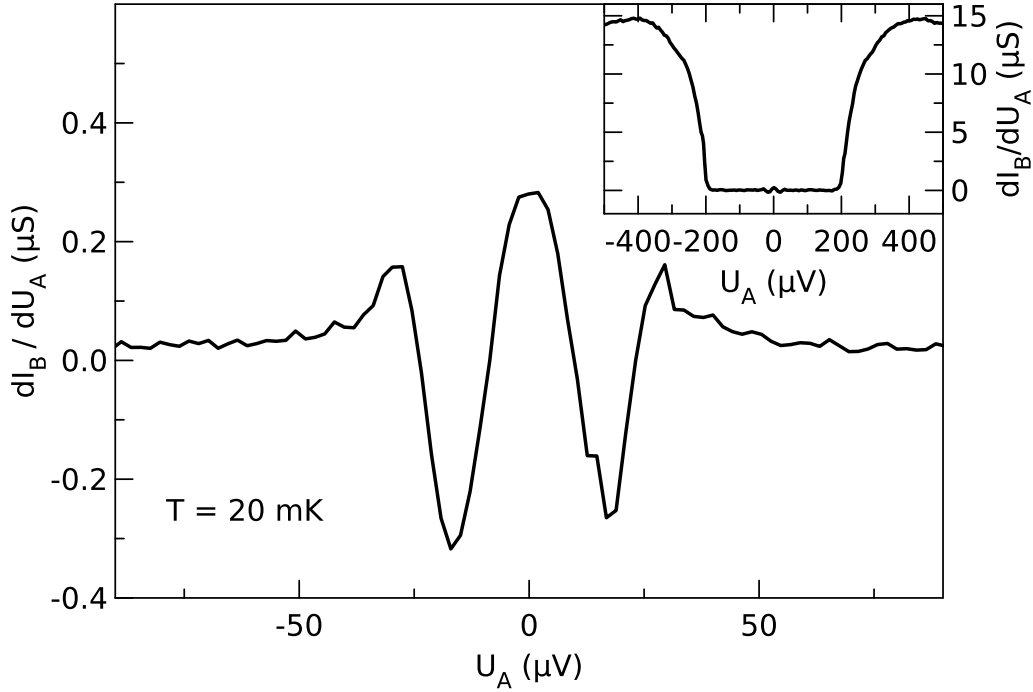


Abbildung 4.22: Energieabhängigkeit des differentiellen nichtlokalen Leitwerts in Konfiguration AB der Probe AC2. Die kleine Einfügung rechts oben zeigt den vollen Bereich der Messung.

Folge des ohmschen Widerstandes des Aluminiums, sondern wird durch die Diffusion eines Teils der über den Injektor eingebrachten Elektronen zum Detektor verursacht. Anders formuliert bedeutet das eine Änderung des lokalen elektrochemischen Potentials im Areal des Detektorkontakts B aufgrund der Injektion von Elektronen im benachbarten Kontakt A, der Bereich des Nichtgleichgewichts ist also nicht scharf lokalisiert. Dies erscheint im Angesicht des diffusiven Transports im Aluminium als schlüssig [51].

Unterhalb der kritischen Temperatur fällt der differentielle Leitwert mit sinkender Temperatur schnell ab, bis er bei etwa 350 mK verschwindet. Dies ist die Folge von mit sinkender Temperatur abnehmender Quasiteilcheninjektion und der Diffusion der Quasiteilchen zum Detektor analog dem Verhalten oberhalb T_c . Unterhalb von 200 mK beobachtet man wiederum einen Anstieg von g_{AB} mit sinkender Temperatur, bis hin zu einem maximalen Wert von etwa $0.16 \mu S$ bei $T = 20$ mK. Der Anstieg bei diesen Temperaturen ist eine Konsequenz von einsetzendem elastischem Kottunneln, das im gewählten Detektionsschema einem positiven differentiellen Leitwert entspricht.

Vergleicht man die Kurve mit denen der Gleichstrommessung in Abbildung 4.8, zeigen sich Gemeinsamkeiten. Die Messungen decken sich insoweit, dass mit beiden Methoden bei tiefsten Temperaturen ein endliches nichtlokales Signal durch elastisches Kotunneln gefunden wird, das mit abnehmender Temperatur wächst. Scheinbare Diskrepanz gibt es bei der Stärke des nichtlokalen Signals. Die nichtlokalen Spannungen in Abbildung 4.8 suggerieren einen stärkeren Effekt. Dies ist jedoch vermutlich, wie bereits angesprochen, ein Effekt der Transformation zwischen nichtlokalem Widerstand und Leitwert, $r_{AB} = \frac{g_{AB}}{g_A g_B}$, der aufgrund der mit dem Ausfrieren der Quasiteilchenbeiträge sinkenden lokalen Leitwerte den nichtlokalen Widerstand wachsen lässt. Tatsächlich liegt der aus den Daten der Probe AC2 abgeschätzte nichtlokale differentielle Widerstand bei $U_A = 0$ mit etwa 600Ω recht nahe an den Werten für die DC-Proben. Dies zeigt aber auch den Vorteil der direkten differentiellen Messung des nichtlokalen Leitwerts gegenüber dem Widerstand, der zu einer Vermischung von lokalen mit nichtlokalen Größen führt.

Nachdem die Präsenz eines von Null verschiedenen nichtlokalen Leitwerts gezeigt wurde, ist dessen Energieabhängigkeit von Interesse. Die entsprechenden Messdaten für die Probe AC2 sind in Abbildung 4.22 aufgetragen. Die Daten für den vollen Bereich der gemessenen Injektorspannung sind in der kleinen Einfügung der Abbildung dargestellt. Für $U_A > \Delta/e$ ist ein großer nichtlokaler Leitwert vorhanden, der durch Injektion von Quasiteilchen hervorgerufen wird. Ferner ist zu erkennen, dass wiederum eine ausgeprägte Struktur des nichtlokalen Leitwertes innerhalb der Energielücke vorhanden ist, die im Hauptteil der Abbildung vergrößert gezeigt wird. Man findet ein zentrales Maximum mit $g_{AB} \approx 0.3 \mu S$ für $U_A = 0$, das beidseits von negativen Minima flankiert wird. Der Nulldurchgang erfolgt bei $U_A^{01} \approx \pm 9 \mu V$, die Minima von $g_{AB} \approx -0.3 \mu S$ liegen bei $U_A^{min} \approx \pm 17 \mu V$. Zu höheren Energien hin erfolgt nochmals ein Nulldurchgang bei $U_A^{02} \approx \pm 23 \mu V$ mit kleineren positiven Nebenmaxima für $U_A^{EC2} \approx \pm 29 \mu V$, wonach der Leitwert wieder absinkt und oberhalb etwa $U_A^{co} \approx \pm 45 \mu V$ konstant nahe Null bleibt.

Aus dem Verlauf und den Vorzeichen von g_{AB} wird folgende Interpretation nahegelegt: Für kleine Energien ist elastisches Kotunneln der beherrschende Prozess, bis bei U_A^{01} der Beitrag von nichtlokaler Andreev-Reflexion die selbe Stärke erreicht. Der relative Beitrag von CAR nimmt danach bis zu U_A^{min} weiter zu, bei weiterer Erhöhung der Energie wieder ab und bei U_A^{02} kompensieren sich die beiden Effekte erneut. Die Nebenmaxima bei U_A^{EC2} korrespondieren mit erneutem Überwiegen von EC über CAR. Oberhalb U_A^{co} kompensieren sich die beiden Effekte schlussendlich. Eine Ähnlichkeit zwischen dem hier gezeigten nichtlokalen Leitwert und dem lokalen Leitwert des Injektors in Abbildung 4.16 ist vorhanden. Ein Vergleich der Energien für Maxima und Minima zeigt jedoch keine Übereinstimmung. Um auszuschließen,

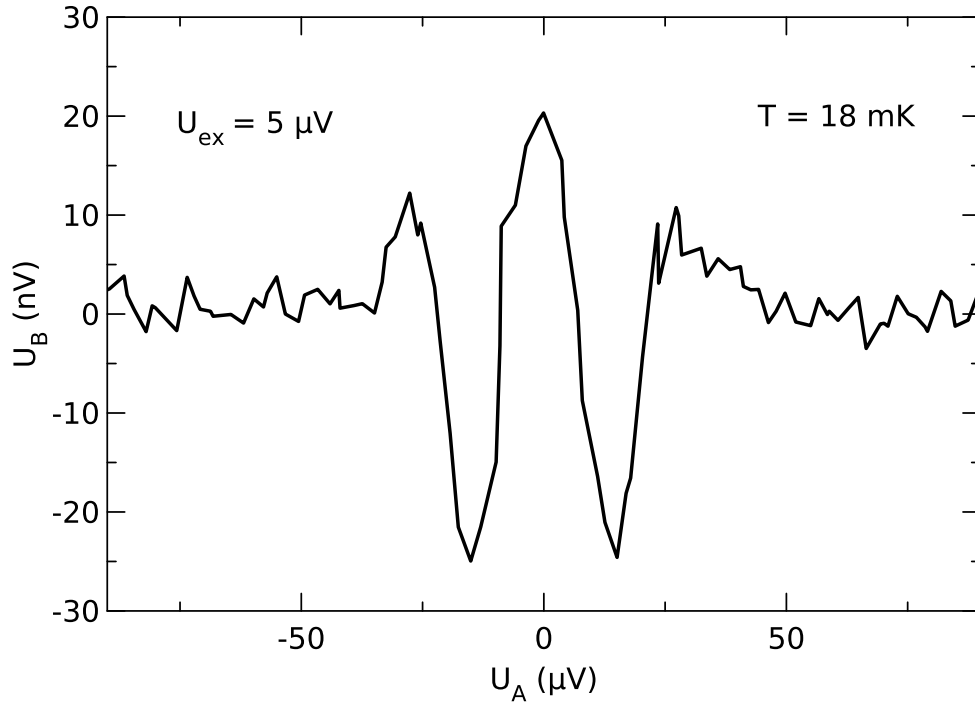


Abbildung 4.23: Direkte Messung der nichtlokalen Spannung U_B ohne zwischengeschaltete Verstärkerplatine an Probe AC1.

dass der gefundene Leitwert durch ein Übersprechen der Anregungsspannung am Injektor auf den Detektor verursacht wird, wurde in der Konfiguration, in der die Daten für Abbildung 4.22 gemessen wurden, der Lock-In-Verstärker zur lokalen Spannungsdetektion statt an den Injektor- an den Detektorkontakt angeschlossen. Es wurde keine messbare Wechselspannung gefunden, so dass eine einfache Kopplung als Ursache des Signals ausgeschlossen werden kann und mit Sicherheit nichtlokale Effekte für g_{AB} verantwortlich sind. Die in Abbildung 4.22 gezeigte Form des Leitwerts wurde auch bei Messungen der nichtlokalen Spannung mit einer rein passiven Verbindung des nichtlokalen Kanals ohne zwischengeschaltete Verstärker gefunden. Das Ergebnis einer solchen direkten Spannungsmessung für die Probe AC1 ist in Abbildung 4.23 wiedergegeben. Der gefundene Verlauf und die Größenordnung der nichtlokalen Spannung $|U_B| \leq 20 \text{ nV}$ sind, unter Einbeziehung der Anregungsspannung $U_{\text{ex}} = 5 \mu\text{V}$ und des lokalen Leitwerts $g_B(0) \approx 31 \mu\text{S}$ des Detektors, vollständig konsistent mit Messungen an dieser Probe, bei denen eine Verstärkerplatine benutzt wurde. Eine Einwirkung der selbstgebauten Verstärkerschaltungen kann somit ausgeschlossen werden.

Der Vergleich von Abbildung 4.22 mit den Daten für die Gleichstrommessungen in den Abbildungen 4.10 und 4.11 zeigt einige Übereinstimmung. Mit beiden Messmethoden wird EC als dominanter Prozess bei geringen Injektorenergien und ein Übergang zu einem von CAR beherrschten Energiebereich bei höheren Energien gefunden. Die Umrechnung der Leitwertdaten in einen nichtlokalen Widerstand ergibt etwa 675Ω für das Maximum bei Null, so dass auch bei der Stärke der Effekte in etwa die selbe Größe gefunden wird. Ein Novum der Wechselspannungsmessung ist der zweite Übergang bei U_A^{02} in die neuerliche Dominanz von EC, der bei den Gleichstrommessungen fehlt. Ein Unterschied besteht ferner in den beobachteten Energien. Während bei den DC-Messungen CAR fast bis zu Spannungen entsprechend der Energielücke beobachtet wurde, verschwindet die Energieabhängigkeit des nichtlokalen Leitwerts in den AC-Messungen bei wesentlich geringeren Spannungen U_A^{co} und alle Strukturen in g_{AB} fallen deutlich schmäler aus. Dies wirft naturgemäß die Frage nach dem Grund der unterschiedlichen Energieabhängigkeiten auf. Fundamentalere ist die Frage nach dem Ursprung der Energieabhängigkeit selbst. An diesem Punkt kann bereits festgestellt werden, dass Probeneigenschaften eine Rolle spielen müssen, mithin keine universelle Skala zugrundeliegt. Die Erörterung der Frage nach der Energieabhängigkeit soll aber aufgeschoben werden, bis alle experimentellen Ergebnisse präsentiert wurden.

Die Energieabhängigkeit des nichtlokalen differentiellen Leitwerts der Probe AC2 bei angelegtem Magnetfeld ist in Abbildung 4.24 gezeigt. Ähnliche Kurven wurden an allen AC-Proben gemessen. Die nichtlokalen Effekte werden bereits bei Magnetfeldern reduziert, die deutlich unterhalb des kritischen Feldes $B_c = 600 \text{ mT}$ liegen. Bei 100 mT ist der nichtlokale Leitwert verschwunden. Die Reduktion der nichtlokalen Effekte durch das Feld deckt sich mit den Ergebnissen bei den DC-Proben, das Feld für das Verschwinden lag dort jedoch wesentlich höher.

Ähnlich wie bei angelegtem magnetischem Feld verschwinden die nichtlokalen Effekte auch mit Erhöhung der Temperatur. Dies ist für die Probe AC2 bereits aus Abbildung 4.21 für Energien nahe Null abzulesen. Da, wie bei den lokalen Leitwerten, für Probe AC2 keine fein aufgelösten Temperaturabhängigkeiten aufgenommen wurden, sind in Abbildung 4.25 stattdessen die Daten für die Probe AC6 gezeigt. An der zu $T = 24 \text{ mK}$ gehörenden schwarzen Kurve lässt sich erkennen, dass die Proben AC2 und AC6 das gleiche Verhalten im nichtlokalen Leitwert zeigen, allerdings mit einer größeren Amplitude für AC6. Das größere Rauschen in den Daten für die Probe AC6 ist den geringeren Integrationszeiten bei den Messungen geschuldet, da die Signale wegen der größeren Amplitude auch so noch gut auflösbar waren. Die nichtlokalen Effekte werden mit steigender Temperatur schnell schwächer,

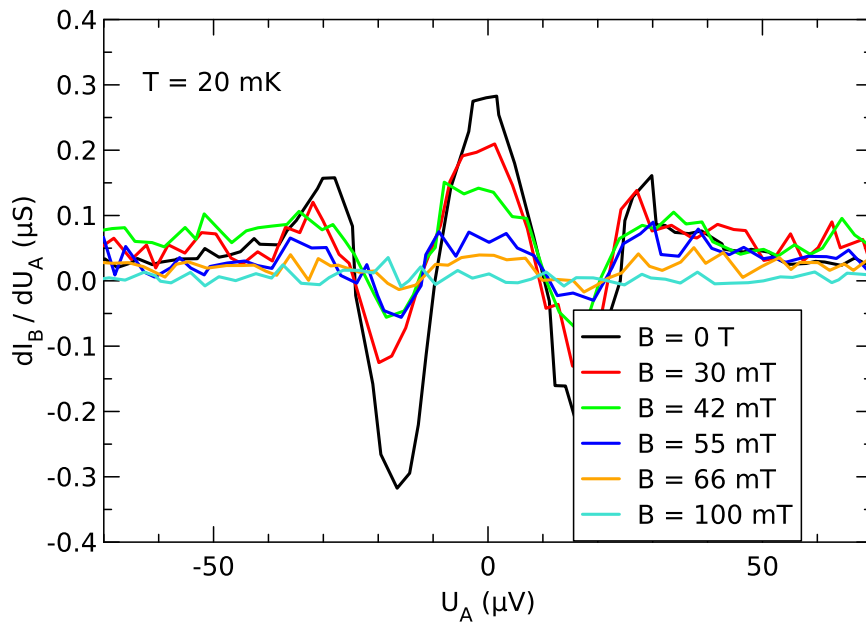


Abbildung 4.24: Energieabhängigkeit des differentiellen nichtlokalen Leitwerts in Konfiguration AB der Probe AC2 bei verschiedenen magnetischen Feldern B .

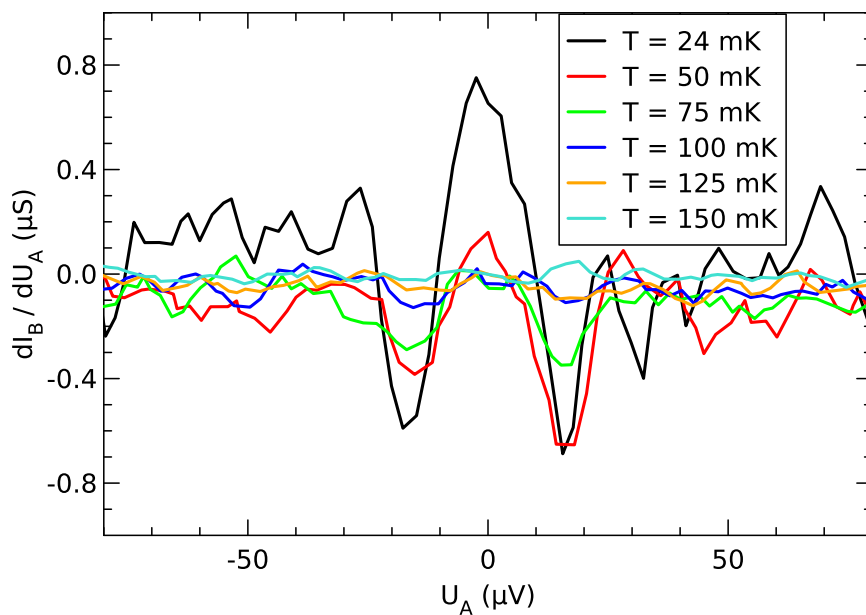


Abbildung 4.25: Energieabhängigkeit des differentiellen nichtlokalen Leitwerts in Konfiguration AB der Probe AC6 bei verschiedenen Temperaturen.

Probe	$W_{\text{lokal}}^{\text{max}}$ (μV)	$W_{\text{nichtlokal}}^{\text{max}}$ (μV)	$E_{\text{nichtlokal}}^{\text{min}}$ (μV)
DC1	32	48	86
DC2	47	46	84
DC3	62	44	100
DC4	35	22	32
DC5	51	28	56
AC1	15	9	16
AC2	16	9	17
AC3	23	9	18
AC4	26	6	15
AC5	21	8	18
AC6	16	10	17

Tabelle 4.3: Charakteristische Energien der Proben.

für 150 mK ist auf der dargestellten Skala kein Signal mehr erkennbar. Die Reduktion der nichtlokalen Effekte mit dem Erhöhen der Temperatur deckt sich ebenfalls mit dem Verhalten der DC-Proben, wobei aber unterschiedliche Temperaturen für das vollständige Verschwinden beobachtet werden. Das Vertauschen von Injektor- und Detektorkontakt ändert an der Energieabhängigkeit des nichtlokalen Leitwerts nichts, führt jedoch zu einer Reduzierung der Amplitude. Dies wurde an allen AC-Proben beobachtet. Da für die Konfiguration BA aufgrund der Asymmetrie der Probe im Gegensatz zu AB nicht alle Messleitungen unabhängig voneinander benutzt werden können, besteht die Möglichkeit, dass die verringerte Amplitude eine Folge von verstärkter Störeinkopplung ist.

Bis hierher zeigen die Wechselspannungsmessungen im Wesentlichen eine Bestätigung des Verhaltens, das mit dem Gleichstromverfahren gefunden wurde. Die beobachteten Energien für diesen Übergang unterscheiden sich deutlich für DC- und AC-Proben. Entsprechendes gilt für die Temperaturen und Felder die zur Unterdrückung der nichtlokalen Effekte notwendig sind. Zusätzlich gibt es bei den Wechselspannungsmessungen einen Bereich bei höheren Energien in dem wieder EC über CAR dominiert.

In Tabelle 4.3 sind drei charakteristische Werte aller Proben wiedergegeben. $W_{\text{lokal}}^{\text{max}}$ bezeichnet die halbe Breite des zentralen Maximums des lokalen Leitwerts, $W_{\text{nichtlokal}}^{\text{max}}$ ist entsprechend die halbe Breite des durch EC erzeugten zentralen Maximums des nichtlokalen Leitwerts. $E_{\text{nichtlokal}}^{\text{min}}$ gibt die Energiepositionen der Minima im nichtlokalen Leitwert an. Alle Werte liegen für die DC-Proben höher als für die AC-Proben. Die AC-Proben zeigen deutlich weniger Streuung der Werte als die DC-Proben, ein möglicher

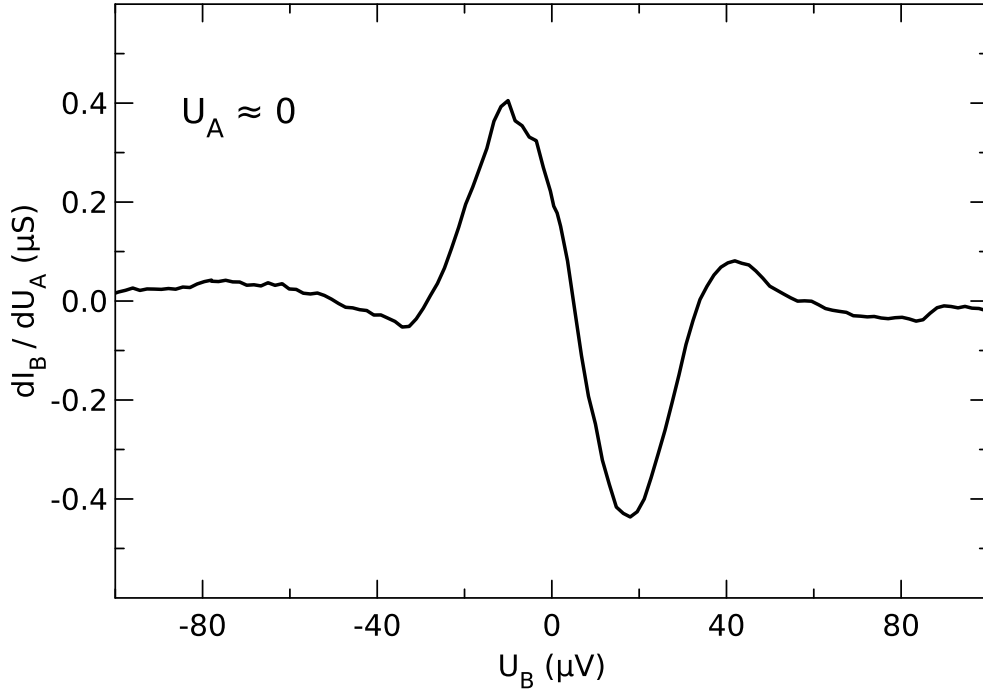


Abbildung 4.26: Abhängigkeit des differentiellen nichtlokalen Leitwerts $g_{AB}(U_A = 0)$ von der Detektorspannung U_B . Die Daten stammen von der Probe AC2.

Hinweis auf die bessere Kontrolle bei der Probenherstellung der Dreischichtproben. Auffallend ist, dass die Minimumsposition bei allen Proben in etwa der Breite $2W_{\text{nichtlokal}}^{\text{max}}$ des nichtlokalen Maximums entspricht. Dies könnte bedeuten, dass eine Energie ϵ existiert, die sowohl den Übergang zwischen EC und CAR (und damit den Nulldurchgang des nichtlokalen Leitwerts bei ϵ), als auch die Position für maximalen CAR-Beitrag (bei 2ϵ) festlegt.

Mit dem Wechselspannungsmessaufbau steht ein weiterer Parameter bei Messungen zur Verfügung, eine einstellbare Gleichspannung am Detektorkontakt, im weiteren als U_B bezeichnet (für Messungen in Konfiguration AB). Es stellt sich heraus, dass diese Detektorspannung starke Auswirkungen auf den nichtlokalen Leitwert hat. Diese sollen nun untersucht werden. Der nichtlokale differentielle Leitwert ist dann eine Funktion zweier Parameter, $g_{AB}(U_A, U_B)$.

Zunächst wurde bei $U_A = 0$, d.h. im Maximum des nichtlokalen Leitwerts die Detektorspannung variiert. Das Ergebnis $g_{AB}(U_A = 0, U_B)$ ist in Abbildung 4.26 zu sehen. Die Spannung am Detektor führt zu einer sehr deutlichen Änderung des Leitwerts. Eine Spannung $U_B = 17 \mu V$ resultiert in

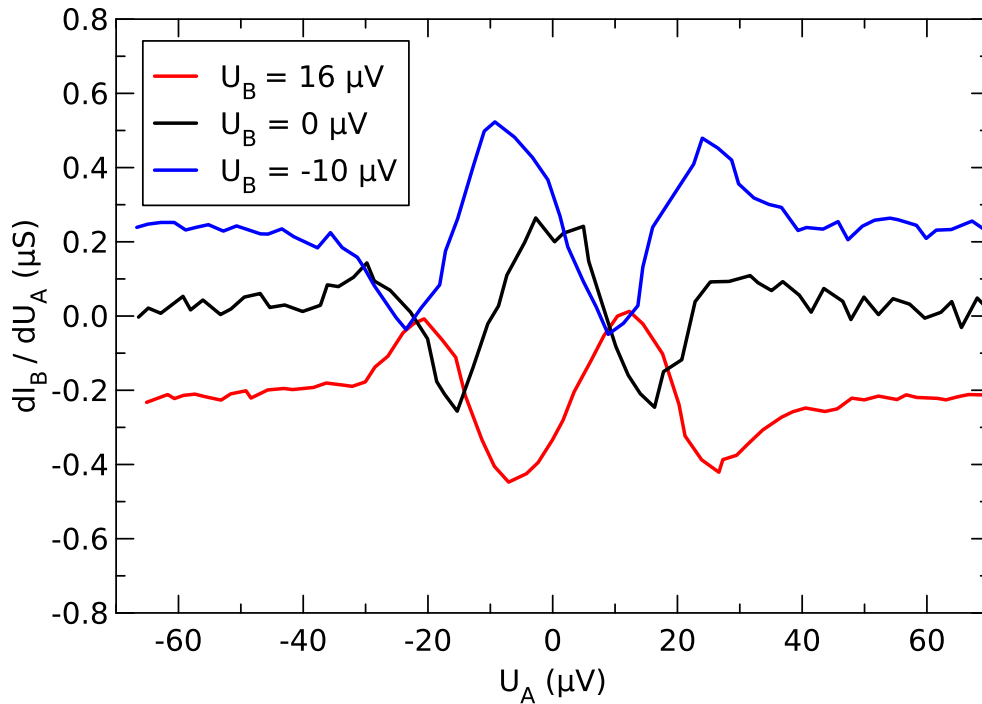


Abbildung 4.27: Differentieller Leitwert $g_{AB}(U_A, U_B)$ als Funktion der Injektorspannung für drei Werte der Detektorspannung U_B . Konfiguration AB der Probe AC2.

einem extremalen negativen differentiellen Leitwert, bei $U_B = -10 \mu\text{V}$ liegt ein Maximum von $g_{AB}(U_A = 0, U_B)$ vor. Der hauptsächliche Einflussbereich von U_B beschränkt sich auf Werte zwischen -40 und $40 \mu\text{V}$, oberhalb dessen ist keine wesentliche Veränderung von g_{AB} mehr zu beobachten. Die genauen Auswirkungen von U_B erschließen sich besser in einer Auftragung über variablem U_A , mit U_B als Parameter. In Abbildung 4.27 ist dies für die zwei Werte von U_B , für die $g_{AB}(U_A = 0, U_B)$ Extremwerte aufwies, und $U_B = 0$ gezeigt.

Hier sieht man, dass die Variation von U_B mehrere Auswirkungen auf g_{AB} hat. Bei höheren Injektorspannungen, für die g_{AB} nicht mehr von U_A abhängt, erkennt man eine vertikale Verschiebung der Kurven mit verschiedenem U_B . Gegenüber der schwarzen Kurve ohne Detektorspannung ist bei $U_B = -10 \mu\text{V}$ (blau) der Leitwert um etwa $0.2 \mu\text{S}$ erhöht, bei $U_B = 17 \mu\text{V}$ (rot) dagegen um etwa $0.2 \mu\text{S}$ vermindert. Dies führt dazu, dass g_{AB} fast über den gesamten gezeigten Bereich je nach der Einstellung von U_B positiv oder negativ werden kann. Für kleine U_A verändert sich auch die Form der Kurven mit U_B . Auf

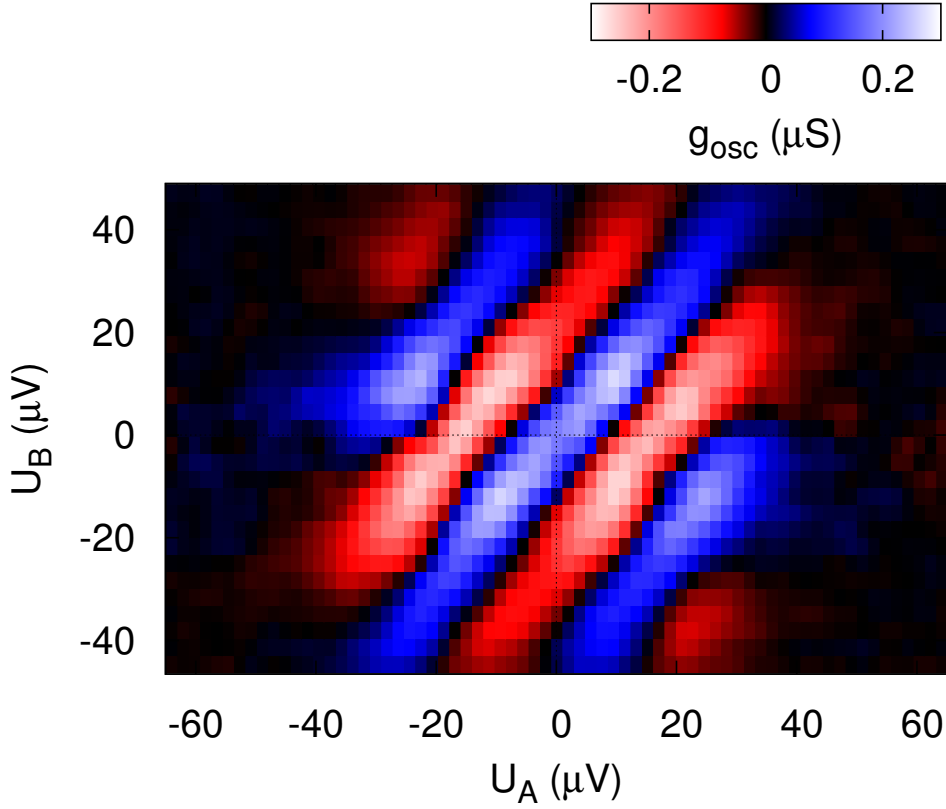


Abbildung 4.28: Farbcodierte Darstellung des Anteils $g_{osc}(U_A, U_B)$ des nicht-lokalen differentiellen Leitwerts. Daten der Probe AC2 in Konfiguration AB.

den ersten Blick scheinen die rote und blaue Kurve durch Spiegelung an der Abszisse $g_{AB} \rightarrow -g_{AB}$ aus einander hervorzugehen. Die Grundform der Kurven ist ähnlich und erinnert an eine harmonische Oszillation. Dies legt den Schluss nahe, dass sich g_{AB} in zwei Anteile

$$g_{AB}(U_A, U_B) = g_{shift}(U_B) + g_{osc}(U_A, U_B) \quad (4.8)$$

zerlegen lässt, wobei $g_{shift}(U_B)$ die vertikale Verschiebung beschreibt.

Der Einfluss von U_B lässt sich besser in einer quasi-dreidimensionalen farbcodierten Darstellung als Funktion von U_A und U_B nachvollziehen. Dazu ist in Abbildung 4.28 der Anteil $g_{osc}(U_A, U_B)$ von $g_{AB}(U_A, U_B)$ dargestellt. Betrachtet man die Evolution der Kurven mit U_B in der farbcodierten Darstellung, lässt sich feststellen, dass das Maximum der blauen Kurve in Abbildung 4.27 ($U_B = -10 \mu\text{V}$), welches bei $U_A = -7 \mu\text{V}$ liegt, in das Maximum der schwarzen Kurve ($U_B = 0$) bei $U_A = 0$ übergeht. Entsprechendes

gilt für die Minima bei $U_A = -24 \mu\text{V}$ ($U_B = -10 \mu\text{V}$) und $U_A = -16 \mu\text{V}$ ($U_B = 0 \mu\text{V}$). Von $U_B = 0$ zu $U_B = 16 \mu\text{V}$ verschiebt sich das Maximum weiter zu $U_A = 12 \mu\text{V}$. Nebenmaxima, wie das von $U_B = -10 \mu\text{V}$ bei $U_A = 24 \mu\text{V}$, die zu höheren Energien verschoben werden, verschwinden. Beim weiteren Verschieben tauchen neue Nebenmaxima auf.

Insgesamt ist in der Farbdarstellung deutlich die Verschiebung der Lage der Extrema in Abhängigkeit von U_B erkennbar. Zusätzlich sieht man gut die Einschränkung der Energieabhängigkeit von $g_{osc}(U_A, U_B)$ auf den Bereich $|U_A| \leq 40 \mu\text{V}$, außerhalb dessen die Oszillationen verschwinden. Ferner lässt sich ablesen, dass die Amplitude der Oszillation ebenfalls von U_B abhängt. Das gezeigte Verhalten war auch bei den anderen AC-Proben vorhanden. $g_{osc}(U_A, U_B)$ beschreibt also eine harmonische Oszillation mit energieabhängiger Dämpfung als Funktion von U_A , mit einer "Phasenverschiebung" φ , die durch U_B bestimmt wird.

Zur Quantifizierung der genannten Einflüsse von U_B wurde für $g_{osc}(U_A, U_B)$ der phänomenologische Ansatz

$$g_{osc}(U_A, U_B) = \alpha(U_B) \cdot \cos[\delta \cdot \{U_A - \varphi(U_B)\}] \cdot \exp\left(-\left|\frac{U_A}{\gamma}\right|^\kappa\right) \quad (4.9)$$

mit Konstanten δ, γ, κ gewählt, mit dem gute Übereinstimmungen mit den Messdaten erzielt wurden. Durch Anpassung an die für die Proben AC2 und AC6 vorliegenden Daten für $g_{AB}(U_A, U_B)$ konnten so die Abhängigkeiten $\alpha(U_B)$ für die Amplitudenmodulation, $\varphi(U_B)$ für die Phasenverschiebung der Kurven sowie der Anteil der vertikalen Verschiebung $g_{shift}(U_B)$ quantifiziert werden.

Der physikalische Mechanismus, der zu den angesprochenen Effekten führt, die durch U_B hervorgerufen werden, ist unverstanden. Es existiert momentan keine Theorie, die entsprechendes Verhalten vorhersagt. Daher dient die Untersuchung der Effekte und deren Vergleich mit bekannten Größen auch dazu, mögliche Zusammenhänge aufzudecken. Betrachtet man die horizontale Verschiebung der Kurven, so ist der folgende Gedankengang naheliegend: auch ohne explizites U_B wurde der Detektorkontakt auf einer festen Spannung (Null) gehalten. Die Energieabhängigkeit $g_{AB}(U_A)$ könnte also eine Abhängigkeit $g_{AB}(U_A - U_B)$ sein, bei der die Potentialdifferenz zwischen Injektor und Detektor maßgeblich ist. Dies wäre in einem einfachen Modell auch einzusehen, da durch eine Spannung am Detektor dessen Fermienergie und damit auch möglicherweise die Balance zwischen EC und CAR, die zu Zu- oder Abfluss von Elektronen führen, verändert wird. Alternativ könnten die abweichenden Energien zu Phasenverschiebungen der Elektron- und Lochwellenfunktionen zwischen Injektor und Detektor führen, die das Gleichgewicht ändern könnten. Aufgrund der Symmetrie des Problems sollte man

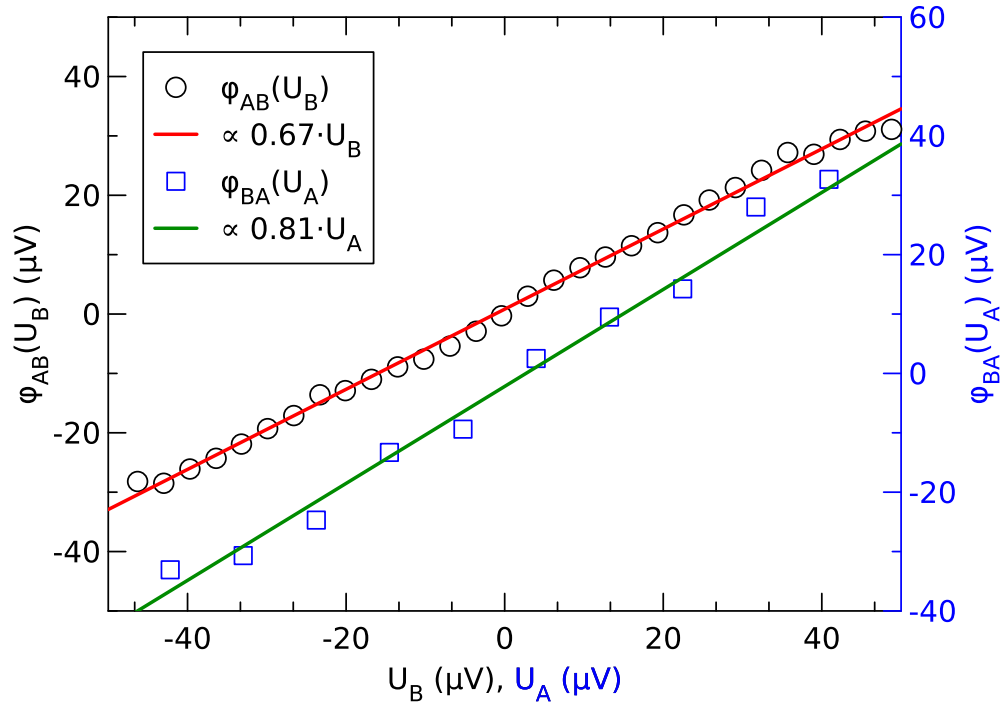


Abbildung 4.29: Phasenverschiebungen $\varphi_{AB}(U_B)$ (Konfiguration AB, schwarze Kreise) und $\varphi_{BA}(U_A)$ (Konfiguration BA, blaue Quadrate) des oszillierenden Anteils g_{osc} . Daten der Probe AC2.

annehmen, dass die horizontale Verschiebung der Kurven dann linear mit einer Steigung von eins erfolgen sollte.

Dies wird durch die gefundene Abhängigkeit der Phasenverschiebung $\varphi(U)$, die in Abbildung 4.29 gezeigt ist, nicht bestätigt. Die rote Kurve ist ein linearer Fit an die aus $g_{osc}(U_A, U_B)$ aus Abb. 4.28 ermittelten Werte von $\varphi_{AB}(U_B)$ für die Konfiguration AB. Daraus ergibt sich in sehr guter Näherung $\varphi_{AB}(U_B) \propto 0.67 \cdot U_B$. Numerisch übereinstimmende Faktoren ~ 0.7 wurden auch für die Proben AC4, AC5 und AC6 gefunden. Bei den Proben AC1 und AC3 liegen keine Daten vor, da bei AC1 U_B nur in einem kleinen Bereich manuell eingestellt und nicht gemessen werden konnte und bei AC3 aufgrund sehr kleiner nichtlokaler Leitwerte die Auswertung nicht sinnvoll durchzuführen war.

Bei Vertauschung von Injektor und Detektor (Konfiguration BA) zeigte sich für die Proben AC2 und AC6, bei denen eine Bestimmung möglich war, ebenfalls eine lineare Abhängigkeit für die horizontale Verschiebung $\varphi_{BA}(U_A)$ des oszillierenden Anteils von $g_{BA}(U_A, U_B)$, allerdings mit einer anderen Stei-

gung, $\varphi_{\text{BA}}(U_{\text{A}}) \propto 0.81 \cdot U_{\text{A}}$. Obwohl für diese Messkonfiguration weniger Daten gemessen wurden, ist dieser Unterschied signifikant. Dies ist insofern überraschend, als zwischen den Parametern von Kontakt A und B kein wesentlicher Unterschied besteht und der Aufbau der beiden Kontakte symmetrisch ist. Auch die lokalen Leitwerte sind deckungsgleich. Die Differenz in den Steigungen kann auch nicht auf die Unsicherheit der Anpassung zurückgeführt werden, der gesamte relative Fehler liegt bei unter 5%. Einfache Quotienten lokaler Parameter scheiden als Erklärung für die Steigungen aus, da im Falle der Vertauschung dann der Kehrwert in der Steigung erwartet würde. Phänomenologisch könnte es sich um eine Rückwirkung der Spannung des Detektors auf den Injektor handeln. Eine einfache Übertragung durch einen wie auch immer gearteten Austausch von Teilchen zwischen den Kontakten ist aufgrund der geringen Transmissionswahrscheinlichkeit aber unwahrscheinlich. Es bleibt daher nur die Feststellung, dass die Ursache für den deutlichen Unterschied zwischen den Konfigurationen, wie auch der Mechanismus der überhaupt zur Verschiebung führt, unverstanden ist.

Auf Basis des hier gefundenen Effekts erscheint es nun möglich, eine Erklärung für das in Abbildung 4.14 dargestellte unterschiedliche Verhalten der Gleichstrommessung in Abhängigkeit von der Messkonfiguration zu geben. Aufgrund der Eingangsverstärker der Messgeräte weisen die benutzten Nanovoltmeter einen (bei Idealverhalten nicht vorhandenen) endlichen Eingangsstrom (input bias current) I_{bias} auf, der in den zu messenden Schaltkreis injiziert wird. Für die verwendeten Geräte liegt I_{bias} bei etwa 100 pA. Dies führt bei Tunnelwiderständen der Proben der Größenordnung von einigen 100 k Ω zu einer Spannung im Bereich von einigen 10 μV über den Tunnelkontakten. Dies könnte dazu führen, dass bei der Messung mit zwei Nanovoltmetern gegenüber dem Fall mit einem Gerät eine Änderung der effektiven Detektorspannung in dieser Größenordnung erfolgt. Bei gleichem Verhalten der DC-Proben, wie es von den AC-Proben gezeigt wird, wäre eine Phasenverschiebung der Kurven die Folge. Dies könnte zum in Abbildung 4.14 dargestellten Verhalten führen.

Als weitere Größe ist in Abbildung 4.30 die Abhängigkeit der Amplitude der Oszillationen von U_{B} für die Probe AC2 gezeigt. Bemerkenswert ist, dass für $U_{\text{B}} = 0$ die Amplitude $g_{\text{osc}} = 0.24 \mu\text{S}$ nicht ihren maximalen Wert annimmt, sondern dass durch Anlegen einer Detektorspannung die Amplitude der Oszillation im nichtlokalen Leitwert erhöht werden kann. Dies ist auch schwach in Abb. 4.28 erkennbar. Das Maximum von $0.29 \mu\text{S}$ wird bei $U_{\text{B}}^{\text{max}} \sim \pm 11 \mu\text{V}$ erreicht, wonach die Amplitude mit Erhöhen von U_{B} abfällt. Gut zu erkennen ist weiterhin, dass die Abnahme der Amplitude für $|U_{\text{B}}| \gtrsim 28 \mu\text{V}$ langsamer erfolgt. Die gleiche Struktur findet sich auch bei Probe AC6. Vertauschung der Kontakte zur Konfiguration BA ändert das

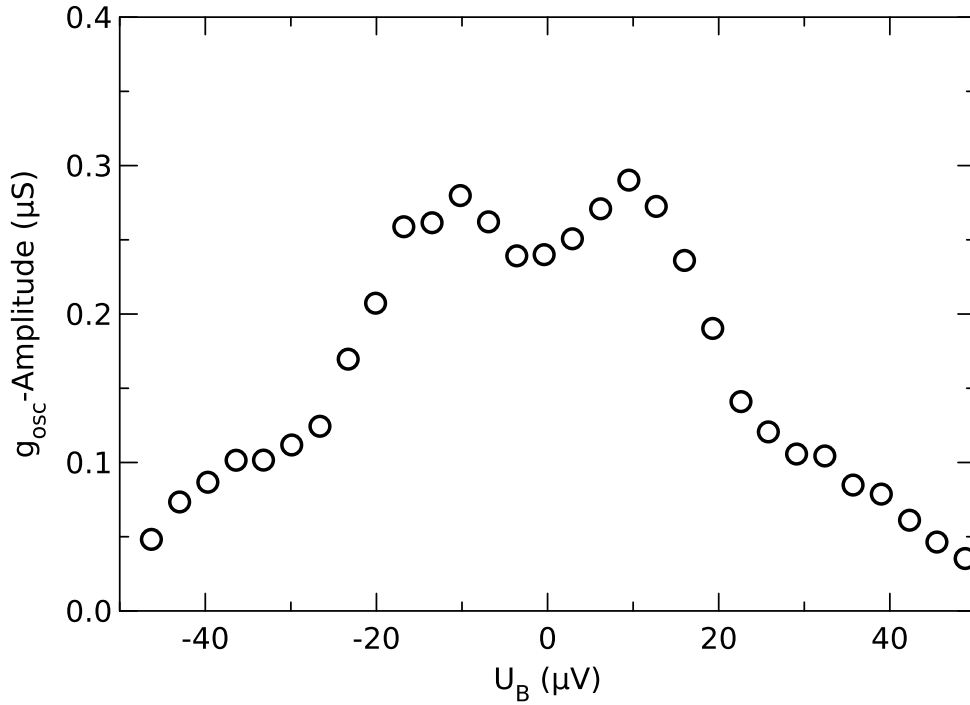


Abbildung 4.30: U_B -Abhängigkeit der Amplitude $\alpha(U_B)$ des oszillierenden Anteils g_{osc} . Daten der Probe AC2 in Konfiguration AB.

Verhalten nicht, hat aber für beide Proben eine insgesamt um einen Faktor zwei (AC2) bzw. drei (AC6) reduzierte Amplitude zur Folge. Obwohl es sich um unabhängige und verschiedene Größen handelt, wäre es möglich, dass die Energie eU_B^{max} , bei der die maximale Amplitude in g_{osc} beobachtet wird, als Injektorenergie zu einem Extremum in den bisherigen lokalen oder nichtlokalen Größen führt. Dies ist nicht der Fall. Der Ursprung dieser Energie ist, wie auch die unterschiedlich große Amplitude für die Konfigurationen AB und BA, unklar.

Als letzte Größe, die durch U_B beeinflusst wird, ist in Abbildung 4.31 der Verschiebungsanteil $g_{shift}(U_B)$ gezeigt. Die Größe des Effekts ist mit der Amplitude der Oszillationen von $\sim 0.24 \mu\text{S}$ vergleichbar. Bei der Suche nach Ähnlichkeiten zu bisher gemessenen Größen zeigte sich relativ gute Übereinstimmung mit der Ableitung des lokalen differentiellen Leitwerts g_B nach U_B , d.h. der Größe $dg_B/dU_B = d^2I_B/dU_B^2$. Diese ist in Abbildung 4.31 als rote Kurve dargestellt. Die Übereinstimmung ist nicht exakt, beide Kurven weisen jedoch qualitativ den selben Verlauf auf. Das Auftauchen des lokalen differentiellen Leitwerts ist möglicherweise ein Hinweis auf die Beeinflussung

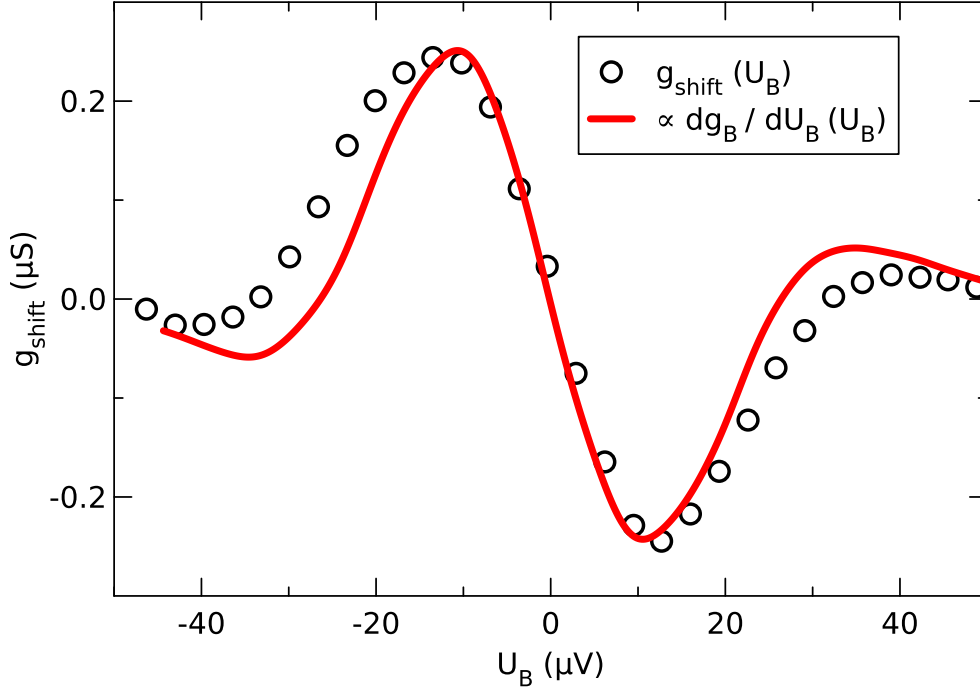


Abbildung 4.31: Verschiebungsanteil $g_{shift}(U_B)$ des differentiellen nichtlokalen Leitwerts $g_{AB}(U_A, U_B)$ für Probe AC2 in Konfiguration AB. In rot ist zusätzlich eine skalierte Auftragung von $dg_B/dU_B = d^2I_B/dU_B^2$, der Ableitung des lokalen differentiellen Leitwerts nach U_B dargestellt.

des nichtlokalen Leitwerts durch lokale Effekte. Es muss angemerkt werden, dass aufgrund der Ähnlichkeit von g_A und g_B prinzipiell nicht unterschieden werden kann, welcher Leitwert maßgeblich ist. Da aber die Detektorspannung die variable Größe ist, scheint es vernünftig davon auszugehen, dass der Detektorleitwert eine entscheidende Rolle spielt. Um hier mehr Klarheit zu erlangen, wäre es wünschenswert, Injektor- und Detektorkontakte mit stärker ausgeprägten Differenzen in den Tunnelwahrscheinlichkeiten zu untersuchen. Die reproduzierbare Herstellung entsprechender Proben liegt jedoch außerhalb der Möglichkeit des verwendeten Probenherstellungsverfahrens.

Ein weiterer Hinweis darauf, dass die lokalen Effekte eine Rolle bei der Entstehung des nichtlokalen Leitwerts haben könnten, ist in Abbildung 4.32 gezeigt. Es besteht eine deutliche Ähnlichkeit zwischen den Daten für $g_{osc}(U_A = 0, U_B)$ und dem in blau dargestellten skalierten lokalen Leitwert g_B des Detektors, d.h. der nichtlokale Leitwert ohne Injektorspannung zeigt einen ähnlichen Verlauf wie der Detektorleitwert als Funktion von U_B . Es mag

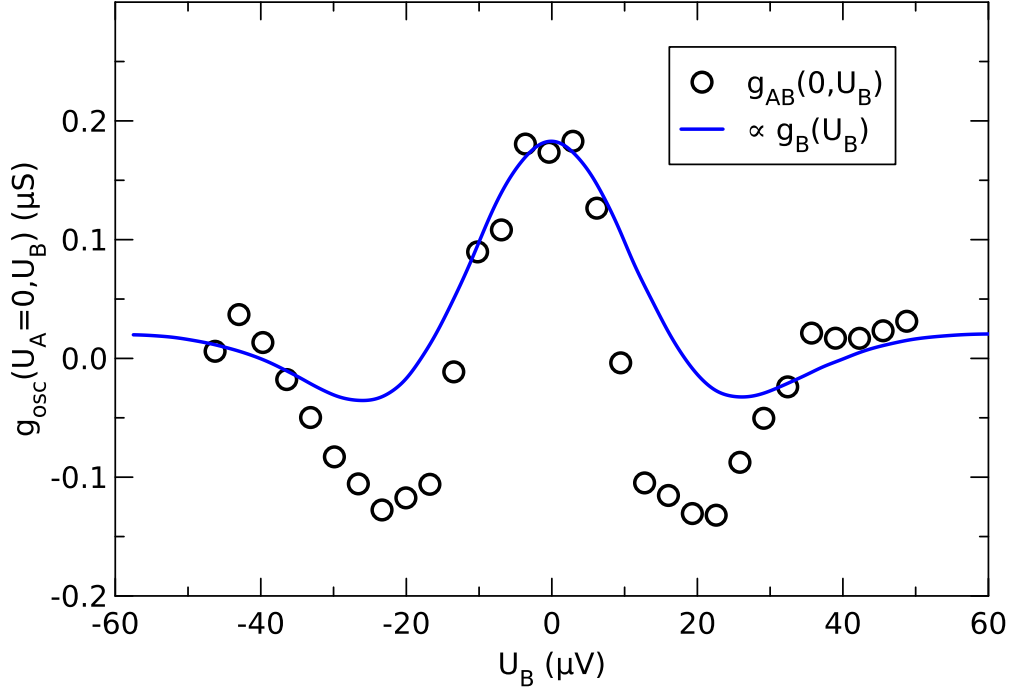


Abbildung 4.32: Auftragung des Schnitts $g_{osc}(U_A = 0, U_B)$ für Probe AC2. Die blaue Kurve ist proportional zum lokalen Detektorleitwert g_B .

im ersten Moment naheliegend erscheinen, dass durch die Variation von U_B der lokale Leitwert des Detektors untersucht wird. Da jedoch die Anregungsspannung am Injektor anliegt und der Strom durch B mit einem Lock-In-Verstärker phasengerecht detektiert wird, ist dies als Erklärung auszuschließen. Die Ähnlichkeit zwischen $g_{osc}(U_A = 0, U_B)$ und dem lokalen Leitwert g_B ist auch nur bedingt gegeben, die negativen Minima fallen im nichtlokalen Leitwert deutlich stärker aus. Wie bereits bei der Verschiebung g_{shift} angemerkt wurde, gilt auch hier, dass aufgrund der fast übereinstimmenden Charakteristiken von Injektor und Detektor auch g_A statt g_B als relevante Größe in Frage käme, der Zusammenhang mit g_B jedoch sinnvoller erscheint.

Es soll an dieser Stelle die Frage nach dem Ursprung des beobachteten nichtlokalen Leitwerts wieder aufgegriffen werden. Wie bereits angedeutet, steht die Messung eines endlichen nichtlokalen Leitwerts im Widerspruch zu Theorien in erster Ordnung der Störungsrechnung in den Tunnelwahrscheinlichkeiten. In Kapitel 2.5 wurde dargestellt, dass innerhalb solcher Theorien eine gegenseitige Aufhebung von EC und CAR erwartet wird. Dies entspricht nicht den gezeigten experimentellen Befunden. Es muss daher ein Mechanis-

mus existieren, der die exakte Aufhebung der beiden Beiträge verhindert. Dies erfolgt abhängig von der Injektorenergie, wie die Übergänge zwischen den Bereichen mit dominierenden EC- oder CAR-Beiträgen zeigen. Die experimentellen Ergebnisse belegen ferner die Existenz eines starken Einflusses der Detektorspannung auf den nichtlokalen Leitwert.

Weiterhin stellt sich die Frage nach dem Ursprung der Energieskala für den Übergang zwischen EC und CAR. Diesbezüglich wurde die Thouless-Energie $E_T = \frac{\hbar D}{L^2}$ als wichtige Größe für phasenkohärenten Transport durch den Supraleiter vorgeschlagen [22, 40]. Diese Größe ist für die hier vorliegende Geometrie im Gegensatz zu den zitierten Arbeiten weniger eindeutig zu definieren, da sich die Frage nach der richtigen Länge L stellt. Es erscheint am sinnvollsten, L als den Innenabstand d der Kontakte zu wählen, da hier der stärkste Beitrag der nichtlokalen Effekte erwartet wird. Es zeigt sich aber, dass für die hier untersuchten Proben die Thouless-Energie keine Rolle zu spielen scheint, da einerseits die Werte von E_T nicht mit den beobachteten Energien für die Übergänge übereinstimmen. Andererseits zeigt sich auch keine Änderung der Übergangsenergie mit Variation der Kontaktabstände, wie sie bei den AC-Proben gegeben war. Zusätzlich zeigt sich, ohne dies aufgrund der Unterschiede zwischen AC- und DC-Proben überbewerten zu wollen, dass bei den AC-Proben die Übergangsenergie deutlich kleiner ausfiel, obwohl die Kontaktabstände hier fast um einen Faktor zwei geringer waren als bei den DC-Proben, bei ähnlichen Diffusionskonstanten. Damit kann die Thouless-Energie als Energieskala für die hier betrachteten Proben nicht in Frage kommen. Wahrscheinlicher scheint die Annahme, dass die Energieskalen der lokalen Interferenzeffekte eine Rolle spielen.

Eine mögliche Erklärung für die beobachteten nichtlokalen Leitwerte ist die bereits geäußerte Annahme, dass die Interferenzeffekte, die zu den energieabhängigen lokalen Leitwerten führen, auch den nichtlokalen Transport beeinflussen könnten. Diese lokalen Effekte könnten die Balance zwischen EC und CAR energieabhängig verschieben.

Ein weiterer Hinweis für diese Annahme ist in Abbildung 4.33 gezeigt. Hier sind die normierten Amplituden der Anteile g_{osc} und g_{shift} des nichtlokalen Leitwerts einerseits, sowie des Quadrats des lokalen Leitwerts andererseits als Funktion von Temperatur (a) und Magnetfeld (b) gezeigt. Es wurde das Quadrat des lokalen Leitwerts g_A aufgetragen, da diese Größe für die Probe AC6 keinen signifikanten Unterschied zu $g_A \cdot g_B$ aufweist und entsprechende Messdaten von g_B nicht verfügbar waren. Die Daten stammen von der Probe AC6, die das größte nichtlokale Signal aufwies. Alle drei Kurven liegen sowohl in der Temperatur- als auch in der Feldabhängigkeit im Rahmen der Unsicherheit sehr gut aufeinander. Die nichtlokalen Effekte verschwinden also mit erhöhter Temperatur oder angelegtem Feld wie das Quadrat der lokalen

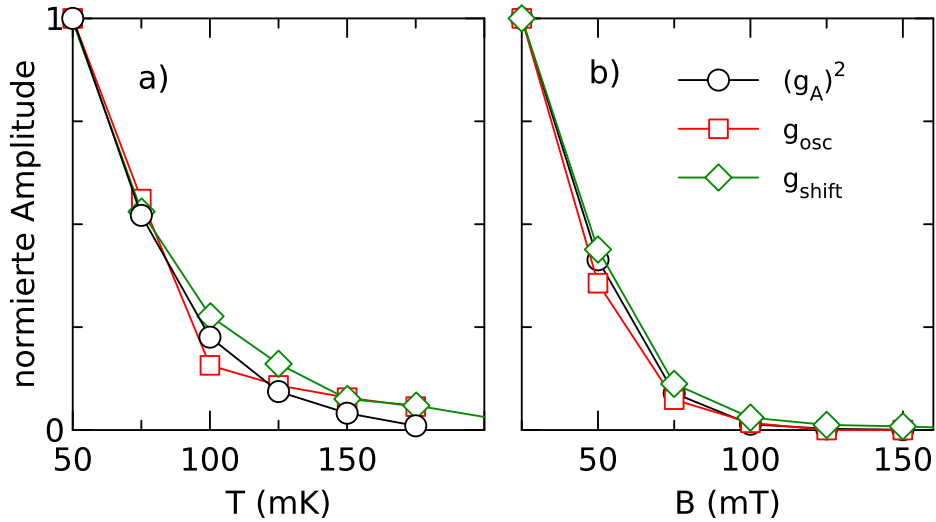


Abbildung 4.33: Abhängigkeit der normierten Amplituden von Oszillations- und Verschiebungsanteil g_{osc} und g_{shift} sowie des Quadrats des lokalen Leitwerts g_A von der Temperatur (a) und dem magnetischen Feld (b). Daten der Probe AC6.

Amplitude, wobei beide Anteile des nichtlokalen Leitwerts sich gleich verhalten. Dabei soll angemerkt werden, dass für die gezeigte Abbildung die nach Gleichung 4.9 gefitteten Amplituden α von g_{osc} die Ausgangsdaten bilden und nicht lediglich die Leitwerte bei Null Injektorspannung.

Eine Theorie zur Erklärung eines endlichen energieabhängigen nichtlokalen Leitwerts im Hinblick auf die Ergebnisse von Russo [22], ist von Levy Yeyati [52] vorgeschlagen worden. Darin wird die unterschiedliche Ankopplung der nichtlokalen Prozesse an die elektromagnetische Umgebung auf Grundlage von Coulomb-Wechselwirkung als Ursache für die energieabhängige Balance zwischen EC und CAR gesehen. Kurz zusammengefasst wird dabei argumentiert, dass Tunnelprozesse in den Supraleiter dort niederenergetische Anregungen erzeugen können. Diese niederenergetischen Moden weisen unterschiedliche Symmetrie auf, wobei CAR durch symmetrische Moden und EC durch antisymmetrische Moden im System unterdrückt werden sollte. Betrachtet man den Fall, dass die Umgebung durch eine Mode mit einer Frequenz ω_0 charakterisiert ist, ergibt sich folgendes Bild: Bei einer symmetrischen Mode kommt es zur Unterdrückung von CAR bei geringen Injektorenergien, so dass dort EC dominiert. Überschreitet die Injektorenergie eU die Energie der Mode $\hbar\omega_0$ tragen EC und CAR wieder gleichstark bei und

der nichtlokale Leitwert verschwindet. Die Situation kehrt sich um, wenn eine asymmetrische Mode angeregt wird, in diesem Fall ist EC unterdrückt und CAR dominiert für $eU < \hbar\omega_0$. Für höhere Energien findet dann wieder keine Unterdrückung mehr statt und EC und CAR heben sich gegenseitig wieder auf. Die Energie $\hbar\omega_0$ liefert auch die Skala für die Temperaturabhängigkeit dergestalt, dass die Temperatur für das Verschwinden des nichtlokalen Leitwerts bei $T \approx \hbar\omega_0/k_B$ liegen sollte.

Zur Untersuchung, ob dieser Mechanismus der Coulomb-Wechselwirkung die hier beobachteten nichtlokalen Leitwerte erklären kann, wurde die Ankopplung an die elektromagnetische Umgebung untersucht. Dazu wurde der Supraleiter mit einem starken magnetischen Feld $B = 1.5 \text{ T} > B_c$ in den normalleitenden Zustand gezwungen und Leitwertmessungen bei verschiedenen Temperaturen durchgeführt, da für NIN-Strukturen das Verhalten bei dynamischer Coulombblockade gut bekannt ist [41] (vgl. Kapitel 2.7).

Das Ergebnis ist in Abbildung 4.34a) für den Kontakt A der Probe AC2 bei verschiedenen Temperaturen dargestellt. Man erkennt eine Unterdrückung des Leitwerts um $U_A = 0$ herum, die auf dynamische Coulombblockade zurückgeführt werden kann, was für die Daten bei $T = 60 \text{ mK}$ mit einem Fit (rot) mit der Theorie der dynamischen Coulombblockade für eine resistive Umgebung gezeigt ist. Die Übereinstimmung ist als sehr gut zu bezeichnen. Damit ist klar, dass Coulomb-Wechselwirkungseffekte in der Probe eine Rolle spielen können. Aus Abbildung 4.34b) ist weiterhin ersichtlich, dass auch der nichtlokale Leitwert eine entsprechende Unterdrückung zeigt. Die Temperaturen bei denen gemessen wurde, sind in beiden Fällen gleich.

Aus dem Fit in Abbildung 4.34 erhält man die Umgebungsimpedanz $R \approx 170 \Omega$, die sich gut mit dem gemessenen normalleitenden Widerstand des Aluminiumstreifens bei 4.2 K von 190Ω deckt. Auffällig ist, dass die Leitwerterniedrigung durch Coulomb-Wechselwirkungseffekte noch bei einer Temperatur von 1.8 K zu erkennen ist. Dies legt bereits nahe, dass die Energien der beteiligten elektromagnetischen Moden in diesem Energiebereich liegen, d.h. im Vergleich zur Energielücke Δ relativ groß sein müssen.

Dabei muss jedoch berücksichtigt werden, dass es sich hierbei um das Verhalten des normalleitenden Aluminiums handelt und daher nicht ohne weiteres Konsequenzen für den supraleitenden Zustand gezogen werden können. Die Kapazität des Tunnelkontaktes sollte aber vom Zustand des Aluminiums unabhängig sein. Im einfachen Bild eines Plattenkondensators mit einigen Nanometern Aluminiumoxid als Dielektrikum erwartet man eine Kapazität C_T von wenigen Femtofarad. Diese Größenordnung der Kapazität wurde auch an ähnlich dimensionierten Tunnelkontakten aus Kupfer und Aluminium gefunden [53].

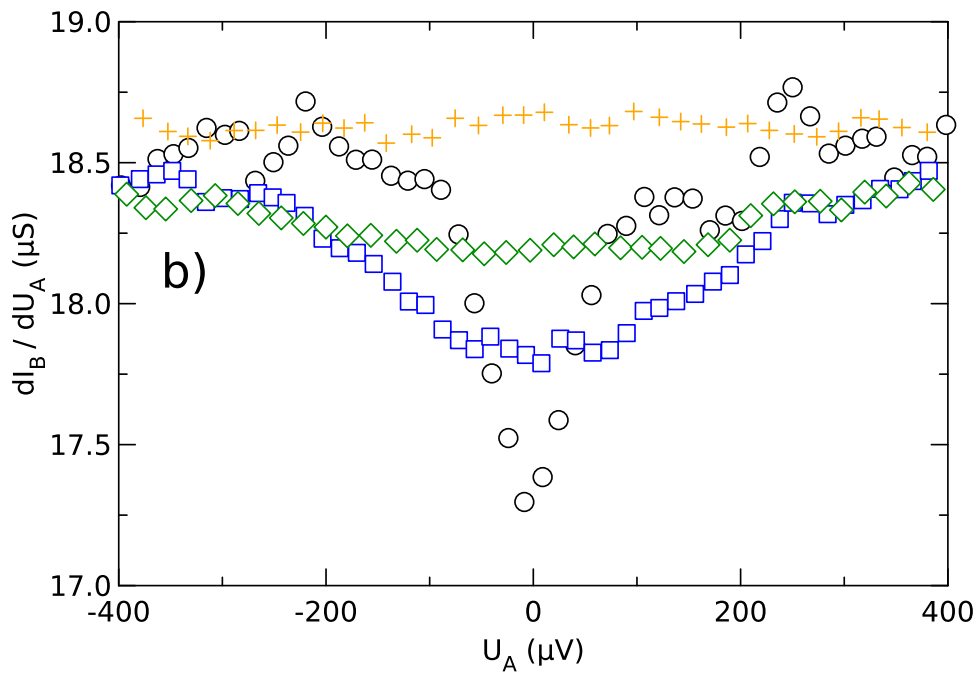
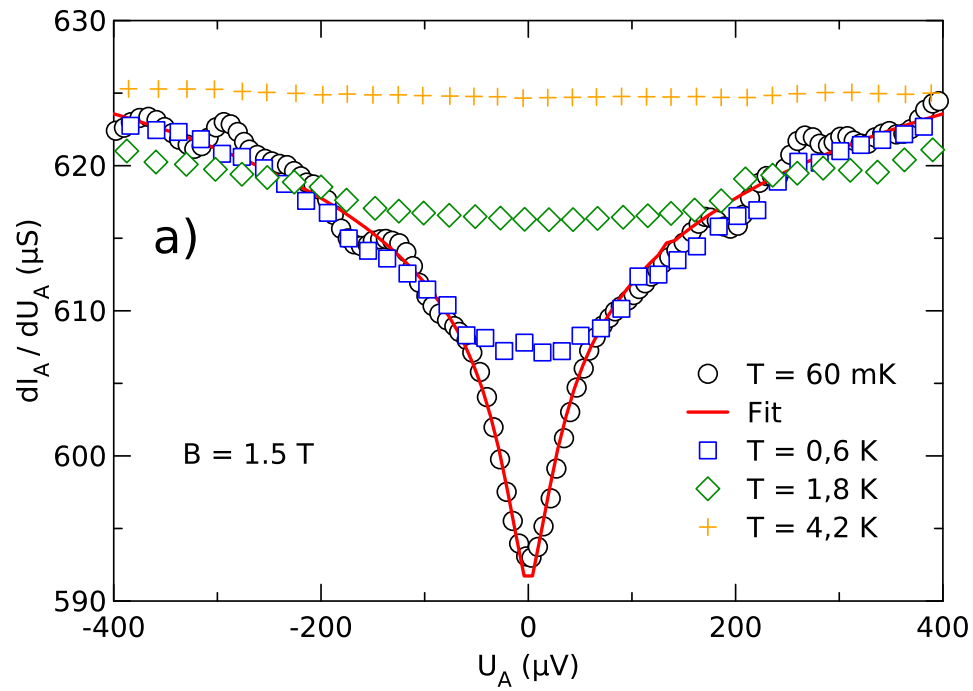


Abbildung 4.34: a) Energieabhängigkeit des normalleitenden lokalen Leitwerts von Kontakt A, bei verschiedenen Temperaturen.
 b) Die entsprechenden Daten des nichtlokalen Leitwerts bei den selben Temperaturen. Probe AC2.

Unter der Annahme, dass im supraleitenden Zustand die magnetische Induktivität L_m des Aluminiumstreifens näherungsweise durch die eines Drahtes mit gleichen Dimensionen beschrieben werden kann, erhält man $L_m \approx 50$ pH. Eine Abschätzung für die kinetische Induktivität $L_k = \mu_0 \lambda^2 l / \sigma$ [54], wobei λ die Eindringtiefe bezeichnet, liefert für die Probe einen Wert von $L_k \approx 185$ pH, so dass sich eine Gesamtinduktivität $L \approx 235$ pH ergibt. Mit $C_T \approx 1$ fF folgert man für die Frequenz $f_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{L \cdot C_T}}$ einen Wert von etwa 330 GHz, entsprechend einer Energie von über 1 meV. Dieser Wert liegt deutlich über der Energielücke des Aluminiums, so dass aufgrund der Theorie kein Übergang zwischen EC und CAR für die betrachtete Probe auftreten sollte. Dies steht klar im Widerspruch zum beobachteten Verhalten. Auch die vorhergesagte Temperatur für das Verschwinden von nichtlokalen Effekten liegt mit über 5 K weit über der experimentell gefundenen Temperatur von knapp über 150 mK. Ferner ist der für die AC-Proben gefundene zweite Übergang zu einem zweiten EC-dominierten Energiebereich durch die Theorie von Levy Yeyati nicht abgedeckt.

Ein weiteres Argument, das an Coulomb-Wechselwirkung als Ursprung des nichtlokalen Leitwerts zweifeln lässt, ist die Größe der beobachteten nichtlokalen Leitwerte. Der Coulomb-Wechselwirkungsmechanismus basiert auf Unterdrückung eines Beitrages, EC oder CAR, so dass im Extremfall nur EC oder CAR den Leitwert bestimmt. Eine Abschätzung der EC- und CAR-Beiträge ist nach [3] für den ballistischen Fall durch

$$g_{\text{EC}} \approx \frac{h}{8e^2} \mathcal{F}_A^\sigma G_A^{N\sigma} \mathcal{F}_B^\sigma G_B^{N\sigma} \frac{e^{-2d/\pi\xi_0}}{(k_F d)^2} \quad (4.10)$$

möglich. Wegen $g_{\text{EC}} = g_{\text{CAR}}$ im Tunnellimit wird hier nur der EC-Anteil angeschrieben. Die auftauchenden Geometriefaktoren \mathcal{F} sind von der Größenordnung eins. d steht für die Entfernung zwischen den Kontakten, $G_A^{N\sigma}$ und $G_B^{N\sigma}$ sind die lokalen Leitwerte für ein Spinband im normalleitenden Zustand, ξ_0 ist die BCS-Kohärenzlänge. Da hier lediglich Normalleiter betrachtet werden, soll der Spinindex im Weiteren nicht angeschrieben werden. Für den Fall eines diffusiven Supraleiters [5] ändert sich die Abstandsabhängigkeit für Punktkontakte zu

$$g_{\text{EC}} \approx \frac{h}{8e^2} G_A^N G_B^N \frac{e^{-d/\xi}}{(k_F d)(k_F l)} \quad (4.11)$$

mit der mittleren freien Weglänge l und $\xi = \sqrt{l \cdot \xi_0}$, so dass im diffusiven Regime größere nichtlokale Beiträge gegenüber dem ballistischen Fall erwartet werden. Für ausgedehnte Kontakte im diffusiven Regime mit einer quazweidimensionalen Geometrie, wie sie in den betrachteten Proben aufgrund

der gegenüber der Kohärenzlänge sehr kleinen Aluminiumdicke vorliegt, gilt [7]:

$$g_{\text{EC}} = \frac{\hbar^2}{32\pi e^4 \nu_S} \int d^2 \mathbf{r}_A d^2 \mathbf{r}_B G_A^{N*}(\mathbf{r}_A) G_B^{N*}(\mathbf{r}_B) \frac{1}{\pi \hbar D} \Xi(|\mathbf{r}_A - \mathbf{r}_B|). \quad (4.12)$$

Die Integration erfolgt über die beiden Kontaktflächen, ν_S ist die Zustandsdichte des Supraleiters, $G_A^{N*}(\mathbf{r}_A)$ und $G_B^{N*}(\mathbf{r}_B)$ sind die lokalen Leitwerte pro Einheitsfläche im normalen Zustand, D ist die Diffusionskonstante. Die Abstandsabhängigkeit Ξ des Integranden wird von für den zweidimensionalen Fall durch $\Xi(R) = K_0(\sqrt{2}R/\xi)/H$ gegeben, worin K_0 die Besselfunktion und H die Schichtdicke des Supraleiters ist. Im dreidimensionalen Fall gilt $\Xi(R) = \frac{e^{-\sqrt{2}R/\xi}}{4R}$.

Die Auswertung im zweidimensionalen Fall für die Probe AC2 mit $G_A \approx G_B \approx 700 \mu\text{S}$, $R = 97 \text{ nm}$ und $\xi = 121 \text{ nm}$ unter Berücksichtigung der entsprechenden Kontaktflächen ergibt einen Wert von etwa $1 \cdot 10^{-10} \text{ S}$ für g_{EC} . Die tatsächlich gefundenen Werte sind aber im Bereich von $2 \cdot 10^{-7} \text{ S}$. Das bedeutet, dass die gemessenen Leitwerte etwa drei Größenordnungen über dem günstigsten theoretisch zu erwartenden Wert liegen. Das Modell der Coulomb-Wechselwirkung würde für den Betrag des nichtlokalen Leitwerts nun lediglich Werte kleiner oder gleich g_{EC} erwarten lassen. Insgesamt erscheint daher die Coulomb-Wechselwirkung als Ursache der gemessenen nichtlokalen Leitwerte unwahrscheinlich.

Es soll in diesem Zusammenhang auch noch die Abstandsabhängigkeit der nichtlokalen Leitwerte der verschiedenen Proben betrachtet werden. Dazu wurden für alle Proben die Amplituden der lokalen Leitwerte g_A und g_B bestimmt und die Amplituden des nichtlokalen Leitwerts gegen $g_A \cdot g_B \cdot e^{-\frac{d}{\xi}}$ für die jeweilige Probe aufgetragen. Dies ist in Abbildung 4.35 dargestellt. Für die Proben AC1, AC2, AC5 und AC6 zeigt sich gute Übereinstimmung untereinander, wie die grüne Gerade zeigt. Wie bei Gleichung 4.12 besprochen wäre im dreidimensionalen Fall eigentlich eine Proportionalität zu $G_A^N \cdot G_B^N \cdot e^{-\frac{d}{\xi}}$ mit den Leitwerten im normalen Zustand zu erwarten, die jedoch für die Proben nicht gefunden wurde. Das hier die lokalen Leitwerte g_A, g_B im supraleitenden Zustand mit ihren Interferenzeinflüssen zu der gezeigten guten Übereinstimmung führen, ist ein weiterer Hinweis auf den Einfluss der Interferenzeffekte auf den nichtlokalen Leitwert.

Die Proben AC3 und AC4 liegen nicht auf der Geraden, sondern weisen ein deutlich geringeres Verhältnis von nichtlokaler Amplitude zu $g_A \cdot g_B \cdot e^{-\frac{d}{\xi}}$ auf, also schwächere nichtlokale Effekte. An diesen Proben wurde kein Bereich mit negativem lokalen Leitwert beobachtet. Es erscheint daher möglich, dass die deutlich geringere nichtlokale Amplitude eine Folge des Fehlens des nega-

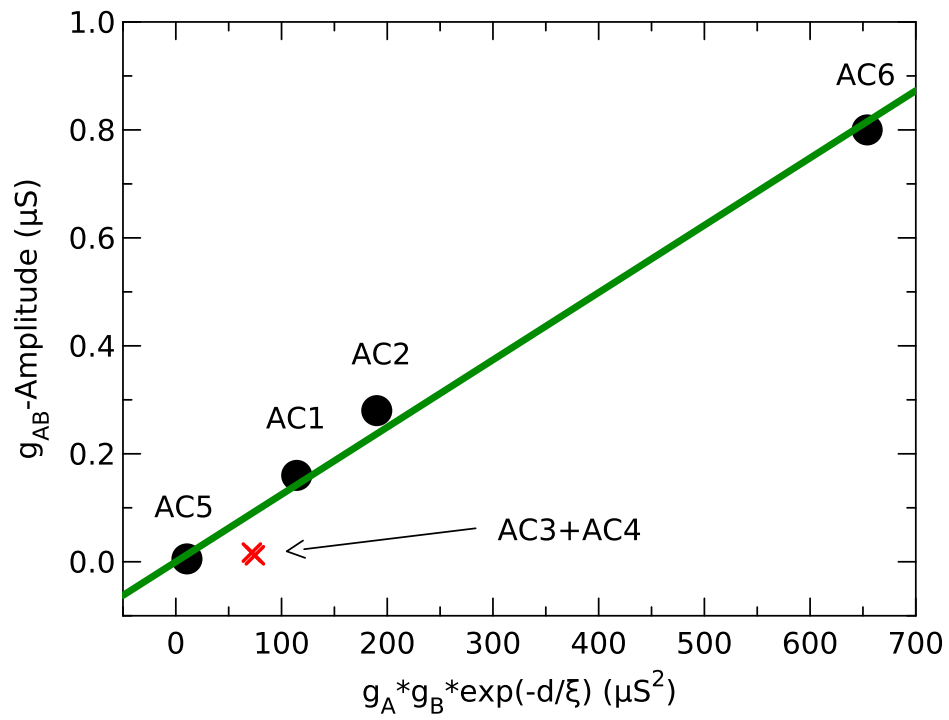


Abbildung 4.35: Amplituden des nichtlokalen Leitwerts der untersuchten Proben als Funktion von $g_A \cdot g_B \cdot e^{-\frac{d}{\xi}}$, dem Produkt der lokalen Leitwerte im supraleitenden Zustand und einer exponentiellen Gewichtung mit dem Kontaktabstand d .

tiven lokalen Leitwerts ist. Im Umkehrschluss führt dies auf die Vermutung, dass die relativ großen nichtlokalen Signale der Proben AC1, AC2, AC5 und AC6 eine Folge der beschriebenen lokalen Effekte sein könnten. Gleichzeitig wiesen aber alle Proben qualitativ das selbe nichtlokale Verhalten auf, während der lokale Leitwert für alle Proben ein Maximum bei Null zeigte. Für die grundsätzliche Form der Energieabhängigkeit des nichtlokalen Leitwerts scheint die Josephson-Kopplung, die auch zu den negativen differentiellen lokalen Leitwerten führt, daher nicht massgeblich zu sein, könnte aber zu einer Verstärkung der nichtlokalen Effekte führen. Dies steht im Einklang mit den Ergebnissen der DC-Messungen, die ebenfalls nur ein Maximum im lokalen Leitwert aufwiesen.

Der Einfluss lokaler Interferenzeffekte wie Reflectionless Tunneling auf den nichtlokalen Leitwert wurde theoretisch von Duhot [55] untersucht. Die zitierte Arbeit verwendet dabei einen Ansatz, bei dem Reflectionless Tunneling über eine zweite Barriere im Normalleiter modelliert wird [56]. Abhängig von dieser Barrierenstärke wurde bei [55] eine deutliche Vergrößerung des nichtlokalen Leitwerts gefunden. Die in der Realität verwendete Injektorspannung könnte das Gegenstück zur variablen Barrierenstärke darstellen, da durch die Spannung die Stärke von Reflectionless Tunneling beeinflusst wird. Eine weitere Feststellung der angegebenen Arbeit ist die Proportionalität des nichtlokalen Leitwerts zum Quadrat des lokalen Wertes, $g_{AB} \propto g_A^2$ in der Schreibweise der hier vorliegenden Arbeit. Ein zu den vorliegenden experimentellen Daten konsistentes Ergebnis $g_{AB} \propto g_A g_B e^{-d/\xi}$, das die lokale Interferenz in den normalleitenden Kontakten berücksichtigt, wurde kürzlich von Golubev [57] theoretisch beschrieben.

In Anbetracht des Skalierens der nichtlokalen Amplituden mit dem Quadrat des lokalen Leitwerts, sowie der gezeigten Effekte der Detektorspannung erscheinen lokale Interferenzeffekte als Ursache für die nichtlokalen Leitwerte sehr wahrscheinlich. Im Gegenzug kann Coulomb-Wechselwirkung aufgrund der gezeigten Diskrepanzen in den Energieskalen und den gefundenen großen nichtlokalen Leitwerten als Ursache ausgeschlossen werden.

Kapitel 5

Zusammenfassung

Es wurden Messungen an nanostrukturierten Normalleiter-Supraleiter-Hybridstrukturen zur Untersuchung des lokalen und nichtlokalen Transports mit zwei verschiedenen Methoden vorgestellt. Beide Methoden zeigen qualitativ übereinstimmende Ergebnisse, wobei die Wechsellspannungsmethode dank ihrer besseren Auflösung und der Möglichkeit, eine unabhängige Detektorspannung an die Probe anzulegen, weitergehende Resultate liefert. Die Konsistenz der Ergebnisse beider Methoden zeigt, dass die gefundenen Signale tatsächlich ihren Ursprung in den Proben haben und keine Artefakte der Messung sind. Aufgrund der übereinstimmenden Ergebnisse zwischen den Methoden soll im Folgenden nur noch von Leitwerten gesprochen werden.

In den lokalen Leitwerten waren bei allen Proben energieabhängige Strukturen innerhalb der Energielücke bei kleinen Spannungen vorhanden, die durch Reflectionless Tunneling und -im Falle der AC-Proben mit negativem differentiellen Leitwerten- durch eine Kombination aus Reflectionless Tunneling und Josephson-Effekt erklärt werden können. Die beobachtete temperatur- und magnetfeldabhängige Reduktion der erhöhten Leitwerte fügt sich gut in dieses Bild. Durch die erhöhte Auflösung der Wechsellspannungsmessungen waren bei den so gemessenen Proben Nebenmaxima sichtbar, die auf ballistisches Reflectionless Tunneling schließen lassen, was aufgrund der geringen Filmdicken und deren Texturierung in (111)-Richtung möglich erscheint.

Bei den Messungen des nichtlokalen Transports wurden bei allen vorgestellten Proben ausgeprägte Strukturen in den nichtlokalen Leitwerten innerhalb der Energielücke gefunden, die auf elastisches Kotunneln und nichtlokale Andreev-Reflexion zurückzuführen sind. Die nichtlokalen Leitwerte zeigten eine komplexe Abhängigkeit von der Injektorenergie, mit einem zentralen Maximum bei Null, das durch elastisches Kotunneln hervorgerufen wird und das in durch nichtlokale Andreev-Reflexion hervorgerufene Minima überging. Die

Energien für den Übergang zwischen diesen Bereichen lagen bei $10 - 50 \mu\text{eV}$, es zeigte sich kein Zusammenhang mit der Thouless-Energie für kohärenten Transport im Supraleiter. Für die AC-Messungen wurde ein zweiter Übergang zurück zu einem EC-dominierten Leitwert gefunden, bevor sich beide Effekte bei Energien oberhalb $\approx 50 \mu\text{eV}$ gegenseitig kompensierten. Die gefundenen nichtlokalen Leitwerte waren mit Werten von bis zu 800 nS relativ groß und zeigten teilweise gleiche Stärke von EC und CAR. Es zeigte sich weiterhin eine starke Abhängigkeit des nichtlokalen Leitwerts von der Detektorspannung. Diese führt zu mehreren interessanten Effekten, die zu einer vertikalen Verschiebung und einem oszillierenden Anteil mit einer Verschiebung der Extremalpositionen und variabler Amplitude abhängig von der Detektorspannung führen. In Abhängigkeit vom Abstand d zeigte sich die erwartete Proportionalität zu $e^{-d/\xi}$, für die überwiegende Zahl der Proben jedoch mit einem unerwartet großen Vorfaktor.

Der experimentelle Befund der deutlichen Anwesenheit nichtlokaler Effekte ist im Rahmen der Theorie im Tunnellimit unerwartet. Es stellte sich daher die Frage nach der Ursache für dieses Verhalten. Der Vergleich der nichtlokalen Daten mit den lokalen Größen legt den Schluß nahe, dass die Interferenzeffekte, die sich in den lokalen Leitwerten manifestieren, auch bei der Entstehung der nichtlokalen Leitwerte eine prominente Rolle spielen. Alle gemessenen Daten sind konsistent mit dieser Annahme. Im Gegensatz dazu konnte gezeigt werden, dass Ankopplung an die elektromagnetische Umgebung über Coulomb-Wechselwirkung zwar vorhanden ist, aber keine befriedigende Erklärung für die gemessenen Daten liefert. Es ist daher anzunehmen, dass Interferenzeffekte für die nichtlokalen Signale verantwortlich sind.

Für eine weitere Untersuchung, gerade auch im Hinblick auf die Effekte der Detektorspannung, wären Rauschmessungen hilfreich. Mit diesen könnten die Strom-Strom-Korrelationen zwischen Injektor und Detektor untersucht werden, um eine unabhängige Klassifizierung der Beiträge als elastisches Kottunneln und nichtlokale Andreev-Reflexion zu ermöglichen. Aufgrund der hier gezeigten Daten erscheint es möglich, durch geeignete Parameterwahl Proben in einem CAR-dominierten Bereich zu betreiben. Damit ist der Einsatz von CAR als Grundlage für eine Quelle für verschränkte Elektronenpaare realistisch.

Literaturverzeichnis

- [1] Byers, J. M. and Flatté, M. E. Probing Spatial Correlations with Nanoscale Two-Contact Tunneling. *Phys. Rev. Lett.* **74**, 306 (1995).
- [2] Deutscher, G. and Feinberg, D. coupling superconducting-ferromagnetic point contacts by andreev reflection. *Appl. Phys. Lett.* **76**, 487 (2000).
- [3] Falci, G., Feinberg, D. and Hekking, F. W. J. Correlated tunneling into a superconductor in a multiprobe hybrid structure. *Europhys. Lett.* **54**, 255 (2001).
- [4] Mélin, R. and Feinberg, D. Transport theory of multiterminal hybrid structures. *Eur. Phys. J. B* **26**, 101 (2002).
- [5] Feinberg, D. Andreev scattering and cotunneling between two superconductor-normal metal interfaces: the dirty limit. *Eur. Phys. J. B* **36**, 419 (2003).
- [6] Mélin, R. and Feinberg, D. Sign of the crossed conductances at a ferromagnet/superconductor/ferromagnet double interface. *Phys. Rev. B* **70**, 174509 (2004).
- [7] Bignon, G., Houzet, M., Pistolesi, F. and Hekking, F. W. J. Current-current correlations in hybrid superconducting and normal-metal multiterminal structures. *Europhys. Lett.* **67**, 110 (2004).
- [8] Morten, J. P., Brataas, A. and Belzig, W. Spin Transport in Diffusive Superconductors. *Phys. Rev. B* **70**, 212508 (2004).
- [9] Brinkman, A. and Golubov, A. A. Crossed Andreev reflection in diffusive contacts: Quasiclassical Keldysh-Usadel formalism. *Phys. Rev. B* **74**, 214512 (2006).
- [10] Golubev, D. S. and Zaikin, A. D. Non-local Andreev reflection in superconducting quantum dots. *Phys. Rev. B* **76**, 184510 (2007).

- [11] Kalenkov, M. S. and Zaikin, A. D. Crossed Andreev reflection at spin-active interfaces. *Phys. Rev. B* **76**, 224506 (2007).
- [12] Melin, R., Bergeret, F. S. and Yeyati, A. L. Self-consistent microscopic calculations for nonlocal transport through nanoscale superconductors. *Physical Review B (Condensed Matter and Materials Physics)* **79**, 104518 (2009).
- [13] Bouwmeester, D. *et al.* Experimental quantum teleportation. *Nature* **390**, 575–579 (1997).
- [14] Recher, P. and Loss, D. Creation of nonlocal spin-entangled electrons via Andreev tunneling, Coulomb blockade, and resonant transport. *J. Supercond.* **15**, 49 (2002).
- [15] Chtchelkatchev, N. M., Blatter, G., Lesovik, G. B. and Martin, T. Bell inequalities and entanglement in solid-state devices. *Phys. Rev. B* **66**, 161320 (2002).
- [16] Bena, C., Vishveshwara, S., Balents, L. and Fisher, M. P. A. Quantum Entanglement in Carbon Nanotubes. *Phys. Rev. Lett.* **89**, 037901 (2002).
- [17] Prada, E. and Sols, F. Entangled electron current through finite size normal-superconductor tunneling structures. *Eur. Phys. J. B* **40**, 379 (2004).
- [18] Burkard, G. Spin-entangled electrons in solid-state systems. *J. Phys.: Condens. Matter* **19**, 233202 (2007).
- [19] Beckmann, D., Weber, H. B. and Löhneysen, H. v. Evidence for crossed Andreev reflection in superconductor-ferromagnet hybrid structures. *Phys. Rev. Lett.* **93**, 197003 (2004).
- [20] Beckmann, D. and Löhneysen, H. v. Negative four-terminal resistance as a probe of crossed Andreev reflection. *Appl. Phys. A* **89**, 603 (2007).
- [21] Deutscher, G. *Superconductivity edited by R. D. Parks* (Dekker, New York, 1969).
- [22] Russo, S., Kroug, M., Klapwijk, T. M. and Morpurgo, A. F. Experimental Observation of Bias-Dependent Nonlocal Andreev Reflection. *Phys. Rev. Lett.* **95**, 027002 (2005).

- [23] Kleine, A., Baumgärtner, A., Trbovic, J. and Schönenberger, C. Contact resistance dependence of crossed Andreev reflection. *arXiv:0812.3553v2* (2009).
- [24] Cadden-Zimansky, P. and Chandrasekhar, V. Nonlocal Correlations in Normal-Metal Superconducting Systems. *Phys. Rev. Lett.* **97**, 237003 (2006).
- [25] Cadden-Zimansky, P., Wei, J. and Chandrasekhar, V. Cooper-pair-mediated coherence between two normal metals. *Nature Physics* (2009).
- [26] Bardeen, J., Cooper, L. N. and Schrieffer, J. R. Theory of Superconductivity. *Phys. Rev.* **108**, 1175 (1957).
- [27] Cooper, L. Bound electron pairs in a degenerate fermi gas. *Phys. Rev.* **104**, 1189 (1956).
- [28] Tinkham, M. *Introduction to Superconductivity, 2nd Edition* (Dover, New York, 2004).
- [29] Giaever, I. Energy Gap in Superconductors Measured by Electron Tunneling. *Phys. Rev. Lett.* **5**, 147 (1960).
- [30] Tinkham, M. and Clarke, J. Theory of Pair-Quasiparticle Potential Difference in Nonequilibrium Superconductors. *Phys. Rev. Lett.* **28**, 1366 (1972).
- [31] Clarke, J. Experimental Observation of Pair-Quasiparticle Potential Difference in Nonequilibrium Superconductors. *Phys. Rev. Lett.* **28**, 1363 (1972).
- [32] Andreev, A. F. The thermal conductivity of the intermediate state in superconductors. *Sov. Phys. JETP* **19**, 1228 (1964).
- [33] Blonder, G. E., Tinkham, M. and Klapwijk, T. M. Transition from metallic to tunneling regimes in superconducting microconstrictions: Excess current, charge imbalance, and supercurrent conversion. *Phys. Rev. B* **25**, 4515 (1982).
- [34] van Wees, B. J., de Vries, P., Magnée, P. and Klapwijk, T. M. Excess conductance of superconductor-semiconductor interfaces due to phase conjugation between electrons and holes. *Phys. Rev. Lett.* **69**, 510 (1992).

- [35] Volkov, A. and Klapwijk, T. Microscopic theory of superconducting contacts with insulating barriers. *Physics Letters A* **168**, 217 – 224 (1992).
- [36] Volkov, A. F. Theory of the current-voltage characteristics in superconductor-semiconductor junctions. *Phys. Lett. A* **174**, 144 (1993).
- [37] Volkov, A. F. The proximity effect and subgap conductivity in superconductor-barrier-normal metal contacts. *Physica B* **203**, 267 (1994).
- [38] Hekking, F. W. J. and Nazarov, Y. V. Subgap conductivity of a superconductor-normal-metal tunnel interface. *Phys. Rev. B* **49**, 6847 (1994).
- [39] Schechter, M., Imry, Y. and Levinson, Y. Reflectionless tunneling in ballistic normal-metal-superconductor junctions. *Phys. Rev. B* **64**, 224513 (2001).
- [40] Morten, J. P., Brataas, A. and Belzig, W. Circuit theory of crossed andreev reflection. *Phys. Rev. B* **74**, 214510 (2006).
- [41] Devoret, M. H. *et al.* Effect of the electromagnetic environment on the Coulomb blockade in ultrasmall tunnel junctions. *Phys. Rev. Lett.* **64**, 1824 (1990).
- [42] Ashcroft, N. W. and Mermin, N. D. *Solid State Physics* (W. B. Saunders Company, 1976).
- [43] Biondi, M. A. and Garfunkel, M. P. Millimeter wave absorption in superconducting aluminum. ii. calculation of the skin depth. *Phys. Rev.* **116**, 862–867 (1959).
- [44] Meservey, R. and Tedrow, P. M. Spin-polarized electron tunneling. *Phys. Rep.* **238**, 173 (1994).
- [45] Schmid, A. and Schön, G. Linearized kinetic equations and relaxation processes of a superconductor near T_c . *Journal of Low Temperature Physics* **20**, 207–227 (1975).
- [46] Kadin, A. M., Skocpol, W. J. and Tinkham, M. Magnetic field dependence of relaxation times in nonequilibrium superconductors. *Journal of Low Temperature Physics* **33**, 481–503 (1978).

- [47] Strunk, C. *et al.* Resistance anomalies in superconducting mesoscopic structures. *Phys. Rev. B* **57**, 10854–10866 (1998).
- [48] Josephson, B. D. Possible new effects in superconductive tunnelling. *Phys. Lett.* **1**, 251 (1962).
- [49] Ingold, G.-L., Grabert, H. and Eberhardt, U. Cooper-pair current through ultrasmall josephson junctions. *Phys. Rev. B* **50**, 395–402 (1994).
- [50] Grabert, H., Ingold, G.-L. and Paul, B. Phase diffusion and charging effects in josephson junctions. *EPL (Europhysics Letters)* **44**, 360–366 (1998).
- [51] Johnson, M. and Silsbee, R. H. Calculation of nonlocal baseline resistance in a quasi-one-dimensional wire. *Physical Review B (Condensed Matter and Materials Physics)* **76**, 153107 (2007).
- [52] Levy Yeyati, A., Bergeret, F., Martin-Rodero, A. and Klapwijk, T. Entangled Andreev pairs and collective excitations in nanoscale superconductors. *Nature Physics* **3**, 455 (2007).
- [53] Guéron, S., Pothier, H., Birge, N. O., Esteve, D. and Devoret, M. H. Superconducting proximity effect probed on a mesoscopic length scale. *Phys. Rev. Lett.* **77**, 3025–3028 (1996).
- [54] Meservey, R. and Tedrow, P. Measurements of the Kinetic Inductance of Superconducting Linear Structures. *Journal of Applied Physics* **40**, 2028 (1969).
- [55] Duhot, S. and Mélin, R. Thouless energy of a superconductor from non local conductance fluctuations. *Eur. Phys. J. B* **53**, 257 (2006).
- [56] Melsen, J. and Beenakker, C. Reflectionless tunneling through a double-barrier NS junction. *Physica B: Condensed Matter* **203**, 219 (1994).
- [57] Golubev, D., Kalenkov, M. and Zaikin, A. Crossed Andreev reflection and charge imbalance in diffusive NSN structures. *arXiv:0904.3455v1* (2009).